VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

КЛАССИКИ НАУКИ



БРУНО ПОНТЕКОРВО

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ

В ДВУХ ТОМАХ

ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ
С.М.БИЛЕНЬКОГО



МОСКВА «НАУКА • ФИЗМАТЛИТ» 1997

БРУНО ПОНТЕКОРВО

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ

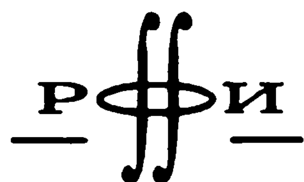
I

НАУЧНЫЕ СТАТЬИ



МОСКВА «НАУКА • ФИЗМАТЛИТ» 1997

ББК 22.3г
П56
УДК 539.12



Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 95-02-24005

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

Серия основана академиком С.И.Вавиловым в 1945 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

П.В.Симонов (председатель), В.А.Кабанов, С.П.Капица, Ю.А.Осипьян, А.М.Прохоров, А.С.Спирин, К.В.Фролов, А.Н.Шамин, А.Л.Яншин, М.Г.Ярошевский

Редакторы-составители:

С.М.БИЛЕНЬКИЙ, Т.Д.БЛОХИНЦЕВА, И.Г.ПОКРОВСКАЯ, М.Г.САПОЖНИКОВ

Понтекорво Б.

П56 Избранные труды: В 2 т. Т. I. Научные статьи /Под. общ. ред. С.М.Биленького; Ред.-сост. С.М.Биленький, Т.Д.Блохинцева, И.Г.Покровская, М.Г.Сапожников. — М.: Наука. Физматлит, 1997. — 416 с.; 16 с. фото. — (Классики науки).

ISBN 5-02-015102-5 (Т. I)

В книгу вошли избранные труды выдающегося физика, академика Бруно Понтекорво (1913–1993). Ученик и сотрудник Э.Ферми, почетный член Итальянской академии деи Линчеи Б.Понтекорво большую часть своей жизни прожил в России. Обширное наследие Б.Понтекорво включает научные статьи, работы по истории физики, научно-популярные статьи, воспоминания. Специально для этого издания более 30 видных ученых, друзей Б.Понтекорво подготовили воспоминания о нем и его роли в науке. Книга содержит полную библиографию трудов Б.Понтекорво.

Для специалистов, аспирантов, студентов, интересующихся историей науки.

$\frac{1401020000-040}{053(02)-97}$ 59-97. Наука, II полугодие ББК 22.3г

ISBN 5-02-015102-5 (Т. I)
ISBN 5-02-015084-3

© С.М.Биленький, Т.Д.Блохинцева, И.Г.Покровская, М.Г.Сапожников, составление, 1997
© Российская академия наук, 1997

ОТ РЕДАКТОРОВ

В настоящее издание вошли избранные труды выдающегося физика современности, академика Б.Понтекорво (1913—1993), а также воспоминания друзей и коллег об этом удивительном человеке. Ученик великого Э.Ферми, сотрудник Ф.Жолио-Кюри, почетный член Итальянской академии деи Линчеи Бруно Понтекорво родился в Италии, работал во Франции, США, Канаде, Англии, а большую часть своей жизни прожил в России.

Б.Понтекорво известен как автор фундаментальных идей об универсальном характере слабого взаимодействия, различии между электронными и мюонными нейтрино, об осцилляциях нейтрино. Он впервые предложил метод детектирования нейтрино, что сделало возможным выполнение ряда основополагающих экспериментов.

В первом томе собраны наиболее интересные научные статьи Б.Понтекорво. Основным критерием отбора была их актуальность для физики сегодняшнего дня. Вместе с тем в книгу включены описания некоторых старых экспериментов, либо представляющих интерес для истории физики, либо выделяющихся оригинальностью постановки.

Во втором томе собраны работы Б.Понтекорво, посвященные истории физики, научно-популярные статьи, воспоминания друзей, представлена полная библиография трудов Б.Понтекорво. Научно-популярные статьи Б.Понтекорво отличаются прозрачностью изложения и чистотой русского языка. Его мысли о месте фундаментальной науки в обществе заслуживают самого пристального внимания. В серии статей последних лет жизни Б.Понтекорво подробно описывает историю возникновения своих наиболее примечательных открытий. Эти статьи можно рассматривать как своеобразный автокомментарий его научного творчества. Впервые на русском языке публикуется автобиография Б.Понтекорво. Специально для этого издания более 30 видных российских и зарубежных ученых, друзей Б.Понтекорво подготовили свои воспоминания о нем и его роли в науке.

Мы благодарны всем организациям и частным лицам, разрешившим использовать их материалы в этой книге. Мы благодарны авторам воспоминаний о Б.Понтекорво, написанных для настоящего издания, Джилю Понтекорво за перевод ряда статей с итальянского. Мы искренне признательны семье Б.Понтекорво, фотоархиву ОИЯИ, Ю.А.Туманову за предоставление уникальных фотографий и издательскому отделу ОИЯИ в Дубне за подготовку оригинал-макета книги.

Особую благодарность мы выражаем Российскому фонду фундаментальных исследований, поддержавшему издание «Избранных трудов» Бруно Понтекорво.

С.М.Биленький, Т.Д.Блохинцева, И.Г.Покровская, М.Г.Сапожников

БРУНО ПОНТЕКОРВО И НЕЙТРИНО

Б.Понтекорво был ярким, выдающимся физиком. Он внес крупный вклад в разные области физики. Читатель этого собрания трудов Б.М.Понтекорво получит довольно полное представление о разнообразии его научных интересов и о его вкладе в современную экспериментальную и теоретическую физику.

Основной фундаментальный вклад Б.Понтекорво внес в физику нейтрино. Он, несомненно, является одним из основателей этой современной области физики. В течение многих лет я работал с Бруно Максимовичем, занимаясь, главным образом, проблемой смешивания нейтрино. Его вклад в физику нейтрино, его понимание этих удивительных частиц и их роли в физике элементарных частиц и астрофизике мне хорошо знакомы. В основном об этом я постараюсь написать.

Б.Понтекорво родился в 1913 году в г. Пизе (Италия). В Пизе он поступил в университет. Затем Б.Понтекорво перешел в Римский университет, который окончил в 1933 г. С 1933 по 1936 г. Б.Понтекорво работал в знаменитой римской группе Э.Ферми, в которую входили такие известные физики, как Э.Амальди, Ф.Разетти, Э.Сегрэ и О.Д'Агостино (сотрудников этой группы принято называть парнями с улицы Паниспериа — улицы в Риме, на которой находился Институт физики).

В 1932 г. Чэдвиком был открыт нейтрон, и время, в течение которого Б.Понтекорво работал в группе Ферми, было временем бурного развития нейтронной физики. Э.Ферми и его группа внесли фундаментальный вклад в нейтронную физику на этом первоначальном этапе ее развития. Прежде всего необходимо отметить открытие явления замедления нейтронов, которое широко используется в ядерной энергетике. Б.Понтекорво принимал активное участие во всех основных работах группы Э.Ферми в этот период. Им было впервые измерено сечение рассеяния медленных нейтронов протонами и ядрами и открыто явление аномально большого поглощения тепловых нейтронов ядрами гадолиния и некоторых других редкоземельных элементов.

С 1936 по 1940 г. Б.Понтекорво работал в Париже в Институте радия в группе Ф.Жолио-Кюри. В Париже он изучал явление ядерной изомерии и внес существенный вклад в понимание этого явления. Б.Понтекорво предсказал существование β-стабильных изомеров и открыл первый такой изомер. За работы по ядерной изомерии он был удостоен премии Кюри—Карнеги.

С 1940 по 1942 г. Б.Понтекорво работал в США. Он предложил и реализовал на практике новый метод разведки нефти — нейтронный каротаж. Метод Понтекорво состоит в измерении наведенной нейтронами радиоактивности пород, через которые пробурена скважина. Радиоактивность сильно зависит от наличия в породах водородсодержащих веществ. Измерение радиоактивности позволяет судить о наличии воды и нефти в породах. В настоящее время нейтронный каротаж широко используется на практике.

В 1943—1948 гг. Б.Понтекорво работал в Канаде. Он участвовал в качестве научного руководителя в разработке проекта и запуске самого мощного в то время исследовательского реактора на тяжелой воде в Чок-Ривере. В Канаде Б.Понтекорво начал заниматься физикой элементарных частиц. На него сильное впечатление произвел эксперимент Конверси—Панчини—Пиччиони, которым было доказано, что мюон является слабовзаимодействующей частицей (не частицей Юкавы, как предполагалось ранее). Что мы знаем об этой загадочной частице? На какие частицы распадается мюон? На эти и другие вопросы Б.Понтекорво ответил серией блестящих экспериментов, выполненных в Канаде. Он впервые показал, что заряженной частицей, испускаемой в распаде мюона, является электрон, что мюон распадается на три частицы и что распад мюона на электрон и фотон запрещен.

В те годы Б.Понтекорво много думал о мюоне. Он первым осознал глубокую аналогию между мюоном и электроном и пришел к идее μ–e-универсальности слабого взаимодействия. Б.Понтекорво оценил константу, которая характеризует процесс захвата мюона нуклоном, и показал, что эта константа того же порядка, что и константа Ферми. Он впервые пришел к идее о том, что слабое взаимодействие является универсальным взаимодействием, включающим не только β-распад, но и такие процессы, как захват мюона. Гипотеза μ–e-универсальности слабого взаимодействия, которая впоследствии была выдвинута также Пуппи, лежит в основе современной теории электрослабого взаимодействия.

В Канаде Б.Понтекорво начинает думать о нейтрино. В те годы было широко распространено мнение о том, что в силу чрезвычайно малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом обнаружить эту частицу практически невозможно. Б.Понтекорво показал, что это не так. Прежде всего необходимо было найти достаточно интенсивные источники нейтрино. Б.Понтекорво впервые обратил внимание на то, что интенсивными источниками нейтрино (точнее, антинейтрино) являются реакторы. Антинейтрино образуются в реакторе в результате β-распада нейтроноизбыточных ядер — осколков деления. Работа реактора сопровождается испусканием около 10^{20} антинейтрино в секунду.

Другим интенсивным источником нейтрино, на который обратил внимание Б.Понтекорво, является Солнце. Образование энергии в реакциях солнечных термоядерных циклов превращения протонов в гелий сопровождается испусканием нейтрино. Поток нейтрино связан со светимостью Солнца. Ожидается, что интенсивность нейтрино от Солнца составляет $6 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$.

И наконец, третьим источником нейтрино, рассматриваемым Б.Понтекорво в то время, являлись радиоактивные источники, получающиеся в результате облучения некоторых элементов нейтронами в реакторах.

Итак, источники нейтрино были найдены. Необходимо было найти эффективный метод регистрации исключительно редких событий взаимодействия нейтрино с веществом. Б.Понтекорво предложил радиохимический метод регистрации нейтрино. Одной из реализаций идей Б.Понтекорво является хлор-аргонный метод регистрации нейтрино. Если большое количество вещества, содержащего ^{37}Cl, облучать нейтрино, то в результате реакции Понтекорво—Дэвиса $\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to e^- + {}^{37}\mathrm{Ar}$ образуются ядра радиоактивного ^{37}Ar, период полураспада

которых составляет около 34 дней. Извлечение нескольких атомов благородного газа Ar из большого количества вещества — хотя и трудная, но решаемая задача. Впоследствии она была решена Р.Дэвисом.

Б.Понтекорво внес значительный вклад в решение проблемы регистрации распада (*K*-захвата) ^{37}Ar. Для этого им была развита техника низкофоновых пропорциональных счетчиков с большим коэффициентом усиления.

Антинейтрино от реактора были зарегистрированы в середине 50-х годов Ф.Райнесом и К.Коуэном. Это была первая реализация идей Б.Понтекорво о возможности регистрации нейтрино. В 1995 г. за открытие нейтрино Ф.Райнесу была присуждена Нобелевская премия.

Радиохимический метод Б.Понтекорво является в настоящее время одним из основных методов регистрации нейтрино от Солнца. Радиохимический хлор-аргонный метод был использован Р.Дэвисом и другими для регистрации солнечных нейтрино. Хотя солнечные нейтрино и были обнаружены в этом эксперименте, их поток оказался существенно меньше, чем ожидаемый.

Опыт Дэвиса позволяет регистрировать нейтрино относительно высоких энергий (порог реакции $\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to e^- + {}^{37}\mathrm{Ar}$ составляет 0,81 МэВ). В последние годы были поставлены два других эксперимента по регистрации нейтрино от Солнца (GALLEX и SAGE), в которых также используется радиохимический метод Б.Понтекорво. В этих экспериментах нейтрино регистрируется путем наблюдения реакции $\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \to e^- + {}^{71}\mathrm{Ge}$, порог которой составляет всего 0,23 МэВ. Измеренный в GALLEX и SAGE поток солнечных нейтрино также оказался существенно ниже ожидаемого. Б.Понтекорво внес в решение этой проблемы определяющий вклад. Я вернусь к ее обсуждению позже. Итак, предложение Б.Понтекорво, сделанное в Канаде в далеком 1946 году, через много лет привело к созданию новой важной области исследований — нейтринной астрономии.

С 1948 по 1950 г. Б.Понтекорво работал в Харуэлле, а в конце 1950 г. он принял решение переехать в СССР*. С этого времени и до конца своей жизни Б.Понтекорво работал в Дубне в Институте ядерных проблем, который в 1956 г. стал частью Объединенного института ядерных исследований.

В начале 50-х годов в Дубне работал самый большой в мире синхроциклотрон, позволявший ускорять протоны до энергии 460 МэВ. Б.Понтекорво активно включился в работу на этом ускорителе. Он возглавил группу молодых физиков-экспериментаторов, только что окончивших различные университеты страны и не имевших опыта работы на ускорителе. Б.Понтекорво принес в лабораторию высокую культуру выдающегося физика-экспериментатора школы Ферми, атмосферу высокой требовательности к объективности научных результатов и доброжелательной взыскательности при их обсуждении. Его роль в становлении физики высоких энергий в Дубне и во многих институтах Советского Союза трудно переоценить. Группа Б.Понтекорво провела серию экспериментов по изучению про-

*Много дискуссий в прессе вызвал этот смелый, необычный переезд семьи Б.Понтекорво в Россию. Я не могу комментировать эти дискуссии. Я думаю, что Б.Понтекорво поступил в соответствии со своими внутренними убеждениями, основываясь на той информации, которую он имел.

цессов рождения нейтральных пионов в столкновении нейтронов с протонами и ядрами. Полученные данные позволили подтвердить гипотезу изотопической инвариантности сильного взаимодействия. В 1954—1957 гг. группа Б.Понтекорво провела ряд экспериментов по детальному изучению процесса рассеяния пионов протонами и выполнила один из первых фазовых анализов этого процесса.

В эти годы Б.Понтекорво много думал о странных частицах. В 1953 г. независимо от А.Пайса он пришел к идее совместного рождения каонов и гиперонов в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных процессах. Для проверки этой гипотезы группа Б.Понтекорво провела эксперимент по поиску процесса рождения одиночных Λ-гиперонов в столкновении протонов с ядрами. Анализ отрицательных результатов этого эксперимента привел Б.Понтекорво к заключению, что изотопический спин каона равен 1/2, т.е. что должны существовать два нейтральных каона. Анализируя впоследствии данные по изучению осцилляций нейтральных каонов, Б.Понтекорво показал, что странность в слабом взаимодействии не может меняться больше чем на единицу.

В конце 50-х годов Б.Понтекорво пришел к очень важному выводу о том, что возможна постановка экспериментов по регистрации нейтрино от распадов пионов и каонов, образованных на ускорителях. Он выступил с этим предложением на Рочестерской конференции в Киеве в 1959 г. В это время уже существовала V–A-теория слабого взаимодействия, которая объясняла все имевшиеся данные. Открытым оставался фундаментальный вопрос, связанный с нейтрино: являются ли электронное и мюонное нейтрино (нейтрино, которые участвуют в слабом взаимодействии соответственно вместе с электроном и мюоном) разными или одинаковыми частицами? Хотя имелись косвенные указания в пользу того, что эти нейтрино являются разными частицами, однако прямые доказательства этого отсутствовали. В 1959 г. Б.Понтекорво предложил опыт, который позволил доказать, что мюонные и электронные нейтрино — разные частицы. Он исходил из того, что пионы распадаются преимущественно на мюоны и мюонные нейтрино. Если пучок нейтрино высоких энергий, полученный от распадов пионов, взаимодействует с веществом, то, в случае если электронное и мюонное нейтрино разные частицы, в результате этого взаимодействия будут образовываться мюоны. Если мюонное и электронное нейтрино одинаковые частицы, в опыте такого типа будет образовываться одинаковое количество мюонов и электронов. Предложение Б.Понтекорво было реализовано в Брукхейвене в 1962 г. Было доказано, что электронное и мюонное нейтрино — разные частицы. По существу, было открыто нейтрино второго поколения. За это открытие Л.Ледерману, Д.Штейнбергеру и М.Шварцу была присуждена Нобелевская премия.

Предложенный Б.Понтекорво брукхейвенский эксперимент положил начало физике нейтрино высоких энергий от ускорителей. В опытах на пучках нейтрино от ускорителей был открыт в 1973 г. новый класс слабых взаимодействий (нейтральные токи), детально исследована кварковая структура нуклона, исследован процесс рассеяния нейтрино на электронах и др.

Я перехожу теперь к еще одному фундаментальному вкладу Б.Понтекорво в физику нейтрино — к вкладу в проблему масс и смешивания нейтрино, которой он посвятил многие годы.

В течение долгого времени руководящей идеей Б.Понтекорво была идея симметрии (аналогии) между взаимодействием адронов (кварков) и лептонов*. Основываясь на идее лептон-адронной симметрии, Б.Понтекорво верил в то, что в мире лептонов должно иметь место явление, аналогичное явлению осцилляции нейтральных каонов.

В 50-х годах Р.Дэвис проводил опыт с антинейтрино от реактора, который позволил бы ответить на вопрос о том, рождаются ли электроны при взаимодействии антинейтрино с ядрами ^{37}Cl. Кто-то привез слух о том, что Р.Дэвис наблюдает такие события**. Б.Понтекорво начал думать о возможном объяснении «событий» Дэвиса. Его идея состояла в том, что аналогично тому, как в пучке каонов имеют место превращения каонов в антикаоны, антинейтрино на пути от реактора до детектора могут частично превратиться в нейтрино, которые при взаимодействии с ядрами образуют электроны.

Слух о наблюдении Дэвисом электронов для Б.Понтекорво был только толчком к рассмотрению осцилляций нейтрино. Для него осцилляции нейтрино были реализацией идеи об аналогии между лептонами и адронами. Он предположил, что нейтрино имеют отличные от нуля массы (как и все остальные частицы со спином 1/2) и что состояние нейтрино, которое образуется в бета-распаде и других слабых процессах, представляет собой суперпозицию состояний нейтрино с определенными массами. В этом случае в пучке нейтрино будут иметь место осцилляции (зависящие от времени переходы из одного состояния в другое), которые можно наблюдать в эксперименте. Если имеют место осцилляции, на опыте будет наблюдаться «исчезновение» нейтрино исходного типа (вследствие появления нейтрино другого типа).

В 50-х годах был известен только один тип нейтрино. После открытия второго нейтрино Б.Понтекорво обобщил идею осцилляций на оба типа нейтрино. В этом случае, например, в пучках мюонных нейтрино должны иметь место переходы мюонных нейтрино в электронные. С точки зрения теории осцилляций в брукхейвенском эксперименте должны были наблюдаться не только мюоны, но также и электроны. Точность этого эксперимента не позволила, однако, судить о наличии осцилляций. Нужны были специальные эксперименты по поиску этого явления. Такие опыты были предложены Б.Понтекорво. Он показал, что чем меньше энергия нейтрино и чем больше расстояние между источником и детектором нейтрино, тем чувствительнее эксперимент к малой разности квадратов масс нейтрино Δm^2. С этой точки зрения особый интерес представляют опыты по регистрации солнечных нейтрино: эти опыты позволяют обнаружить осцилляции нейтрино, если $\Delta m^2 \geq 10^{-10}$ эВ^2.

Еще до опыта Р.Дэвиса, в котором регистрируются солнечные нейтрино, Б.Понтекорво обратил внимание на то, что поток электронных нейтрино от Солнца в случае двух типов нейтрино в силу осцилляций может составлять только

*Сейчас, после появления стандартной модели электрослабого взаимодействия, мы знаем, что такая симметрия действительно имеет место.

**Разумеется, впоследствии этот слух не подтвердился, что довольно часто случается в физике.

половину от начального потока электронных солнечных нейтрино. Он предсказал парадокс солнечных нейтрино, который был обнаружен в эксперименте Р.Дэвиса и других экспериментах.

В течение многих лет существовало убеждение (непонятно, на чем основанное), что нейтрино безмассовые частицы и, следовательно, осцилляций нейтрино не может быть. Интерес к гипотезе Б.Понтекорво о нейтрино с массами и их осцилляциях начал расти после создания стандартной модели электрослабого взаимодействия и достиг максимума после появления многочисленных моделей, выходящих за рамки стандартной модели. В настоящее время практически все физики верят в то, что нейтрино обладают массой и что имеют место осцилляции. Поиск осцилляций нейтрино, о которых Б.Понтекорво начал думать еще в конце 50-х годов, является основным направлением современной нейтринной физики. Поиск осцилляций и эффектов масс считается одним из основных путей поиска эффектов новой физики.

В заключение мне хотелось бы поделиться воспоминаниями о нашей совместной работе и о Бруно Максимовиче. Я начал работать с Б.Понтекорво в 1970 г. В то время появился препринт Ф.Райнеса и др., в котором излагались результаты очень трудного опыта по измерению сечения рассеяния электронных антинейтрино на электронах. Измеренное сечение оказалось намного больше, чем сечение, предсказываемое теорией слабого взаимодействия. Впоследствии авторы нашли большой фон от γ-квантов, и полученное после устранения фона сечение было в хорошем согласии с теорией. На это ушли, конечно, месяцы.

После появления препринта Райнеса и др. Бруно Максимович предложил мне подумать о том, как можно было бы объяснить «эффект». Мы рассмотрели разные экзотические варианты, и среди прочих была упомянута возможность «сильного» взаимодействия между нейтрино. Бруно Максимович сразу отреагировал на это замечание. Что мы знаем о взаимодействии между нейтрино? Почему это взаимодействие должно быть слабым? Мы обсуждали гипотезу «сильного» взаимодействия между нейтрино в его кабинете в Лаборатории ядерных проблем поздно вечером. На следующий день утром (довольно рано) Бруно Максимович позвонил и сказал, что ему эта идея нравится. Он предложил рассмотреть целый ряд процессов, изучение которых на опыте позволило бы получать информацию о взаимодействии между нейтрино. Вместе с Д.Бардиным, в то время моим аспирантом, мы опубликовали нашу первую совместную работу о взаимодействии между нейтрино, которая стимулировала постановку специального эксперимента. Я думаю, что эта работа иллюстрирует очень характерный для Б.Понтекорво подход к науке: он любил необычные, нестандартные идеи и всегда видел оптимальные возможности проверки этих идей на опыте.

Мы начали наше многолетнее сотрудничество по изучению проблемы смешивания нейтрино в 1975 г. в машине. Б.М. очень любил подводную рыбную охоту. В Дубне он обычно занимался этим осенью в хорошую погоду, когда вода в таких подмосковных реках, как Нерль, была очень прозрачной. В одну из таких поездок он пригласил меня. В то время уже было хорошо известно смешивание *d*- и *s*-кварков. Я спросил: «А почему нейтрино не делают то же самое?» Б.М. эта возможность показалась весьма интересной: речь шла о симметрии между адронами

(кварками) и лептонами. После многочисленных обсуждений мы написали письмо в «Physics Letters». Это было всего пять страниц, но на их написание ушли многие дни. Впоследствии мы написали обзор и много статей. Ни одна из них не писалась так тяжело и так долго, как эта, первая.

Писать работы с Б.М. всегда было нелегко. Он не допускал малейших неточностей и недоговоренностей, добивался очень ясных формулировок всех предположений и результатов. Прекрасно знал английский (и русский) язык и всегда находил очень красивые, емкие обороты.

В те годы начали появляться первые статьи других авторов, посвященные проблеме смешивания нейтрино. Мы продолжали интенсивно работать. Через два года мы построили наиболее общую схему смешивания нейтрино. Нам казалось (мне по крайней мере), что практически все сделано. Я помню, что эта работа была завершена в Крыму на конференции по нелокальной теории поля. Мы неоднократно участвовали в работе этих конференций и практически всегда завершали на них свои работы. Трудно было представить себе в то время, что бум, связанный со смешиванием нейтрино, впереди. Он был связан с появлением теорий великого объединения, в которых очень естественно возникают массы и смешивание нейтрино. В 80-е годы появились сотни теоретических работ, в которых рассматривались эффекты масс и смешивания нейтрино. Начались также специальные опыты по поиску осцилляций нейтрино, идеологию которых предложил Б.М. в своих ранних работах.

Работать с Б.М. было нелегко, но для меня это всегда было огромной радостью. Его колоссальные знания, его любовь к физике, его исключительная интуиция и умение качественно понимать сложные проблемы, несомненно, были даром божьим.

Б.М. был человеком исключительно высокой морали (не так часто это встречается в наши дни). Он не мог подписать работу, в которую, как ему казалось, он не внес значительного вклада. Просто идея, которая могла быть решающей, по его мнению, не была достаточным основанием того, чтобы быть соавтором работы.

Б.М. был истинным ученым в лучшем, классическом смысле этого слова. Для него познание истины было потребностью. Когда он думал о чем-то, то думал об этом непрерывно с раннего утра и до позднего вечера. Он отдавал науке все свои силы и, хотя он не был безразличен к признанию его вклада в науку, его главным стимулом было страстное стремление к истине. Я глубоко благодарен судьбе за то, что мне выпало счастье в течение многих лет работать с ним.

С.М.Биленький

1934

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ ВЕЩЕСТВ НА РАДИОАКТИВНОСТЬ, НАВЕДЕННУЮ НЕЙТРОНАМИ. I*

Совместно с Э.Амальди, Э.Ферми, Ф.Разетти, Э.Сегре

При выполнении экспериментов по изучению наведенной нейтронами радиоактивности серебра мы заметили следующую аномалию в интенсивности активации: слой парафина толщиной в несколько сантиметров, помещенный между источником нейтронов и серебром, увеличивает, а не уменьшает активность. Продолжая опыты, мы убедились в том, что наличие больших блоков парафина, окружающих нейтронный источник и мишень, увеличивает интенсивность активации от нескольких десятков до нескольких сотен раз — в зависимости от геометрии опыта.

В последующих наблюдениях мы пытались выяснить — сначала лишь в общих чертах — обстоятельства, при которых это явление имеет место. К настоящему времени были установлены следующие факты:

а) радиевый источник без бериллия не дает этого эффекта, что заставляет нас приписать его действию нейтронов, а не γ-лучей;

б) вода создает эффект приблизительно той же интенсивности, что и парафин; мы считаем весьма вероятным, что этот эффект зависит от присутствия водорода, поскольку вещества, содержащие кислород, но не водород ($NaNO_3$), не вызывают возрастания активности (по крайней мере, такого же порядка величины);

в) эффект, наблюдавшийся на серебре, проявляется не всеми элементами, которые могут активироваться нейтронами; к настоящему времени мы уже наблюдали, что кремний, цинк и фосфор не обнаруживают заметного увеличения активности, тогда как медь, серебро и йод активируются гораздо сильнее, чем в отсутствие воды.

Эти немногочисленные факты указывают, по-видимому, на существование правила: к водородсодержащим веществам чувствительны лишь те элементы, при бомбардировке которых возникают активности, обусловленные изотопами исходного элемента.

Заслуживает упоминания опыт с алюминием. В воде он приобретает активность (с периодом немного менее трех минут), соответствующую ^{28}Al, который

*Azione di sostanze idrogenate sulla radioattività provocata da neutroni. I (Con. E.Amaldi, E.Fermi, F.Rasetti, E.Segrè) // Ric. Scient., 1934, vol.5 (2), p.282—283. Печатается по книге: Ферми Э. Научные труды. — М.: Наука, 1971, т.1, с.639—640.

можно выделить из облученного кремния. При нормальных условиях эта активность столь слаба, что почти незаметна по сравнению с другими активностями, возникающими в этом же элементе.

Подобным же образом цинк и медь, из которых получается один и тот же активный продукт [1] (изотоп меди), в нормальных условиях активируются со сравнимой интенсивностью, тогда как в воде медь обнаруживает намного больший эффект, нежели цинк.

Представляется возможным следующее объяснение этих фактов: нейтроны быстро теряют энергию в ряде повторных столкновений с ядрами водорода. Сечение столкновения нейтрон — протон, вероятно, увеличивается с уменьшением энергии, и можно ожидать, что после нескольких соударений нейтроны будут двигаться подобно молекулам диффундирующего газа, достигая в конечном счете энергий, соответствующих тепловому движению. Таким образом, вокруг источника нейтронов возникает нечто похожее на раствор нейтронов в воде или парафине. Концентрация этого раствора в каждой точке зависит от интенсивности источника, геометрических условий процесса диффузии и возможных процессов захвата нейтронов водородом или другими присутствующими ядрами.

Не исключено, что подобная точка зрения может оказаться существенной при объяснении эффектов, наблюдавшихся Ли [2].

Изучение всех этих явлений продолжается.

Институт физики Римского университета
Рим

22 октября 1934 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bjerge T., Westcott C.H.* // Nature, 1934, vol.134, p.286.
2. *Lea D.E.* // Nature, 1934, vol.133, p.24.

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИХ ВЕЩЕСТВ НА РАДИОАКТИВНОСТЬ, НАВЕДЕННУЮ НЕЙТРОНАМИ. II*

Совместно с Э.Ферми, Ф.Разетти

В предыдущем письме мы сообщали о воздействии водородсодержащих веществ на радиоактивность, вызываемую нейтронной бомбардировкой, и упомянули гипотезу, согласно которой это влияние, т.е. значительное усиление наведенной радиоактивности, обусловлено замедлением нейтронов, испускаемых источником. После этого мы провели следующие опыты.

1. Установив, что непосредственная активация серебряного цилиндрика источником (350 мКи Rn + Be), расположенным в 20 см от него, оказывается ничтожно малой, мы поместили этот источник в центре наполненного водой цилиндра диаметром 14 см. После этого при той же самой геометрии опыта серебро активируется довольно интенсивно: наши счетчики давали около ста отсчетов в минуту — приблизительно столько же регистрировалось бы при непосредственном контакте серебряного цилиндрика с источником в отсутствие воды.

Предполагая, что влияние водородсодержащих веществ действительно обусловлено диффузией и последующим замедлением нейтронов, этот эксперимент можно интерпретировать следующим образом. Нейтроны, или, по крайней мере, заметная часть их, прежде чем покинуть контейнер с водой, замедляются таким образом, что их средняя скорость значительно уменьшается, причем выходящий поток остается постоянным либо, возможно, убывает. Этот опыт, следовательно, позволяет сравнить действие одинакового числа нейтронов с различными скоростями и обнаруживает огромную эффективность более медленных из них.

2. То обстоятельство, что медленные нейтроны оказываются столь эффективными при активации разных веществ, приводит к мысли, что они должны также и сильно поглощаться. Для проверки этого предположения мы провели вторую серию экспериментов. Небольшая родиевая пластинка, расположенная в полости внутри парафинового блока, активировалась один раз без фильтров, а затем — будучи окруженной поглотителями толщиной вплоть до 0,5 см. До настоящего времени мы исследовали лишь сильные поглотители. Родий был выбран в качестве детектора медленных нейтронов благодаря его очень высокой активации, так что при использовании родиевой пластинки с поверхностью всего в несколько квадратных сантиметров эффект можно удобно наблюдать с помощью электроскопа. В водородсодержащей среде практически возбуждается только коротко-живущая активность родия с периодом полураспада 44 с, удобным для измерений. В результате этих опытов было установлено существование огромного различия в поглощающей способности различных элементов для медленных нейтронов. В ка-

*Effetto di costanze idrogenate sullà radioattività provocata da neutroni. II (Con. E.Fermi, F Rasetti) // Ric. Scient , 1934, vol.5 (2), p.380—381. Печатается по книге: Ферми Э. Научные труды. — М.: Наука, 1971, т.1, с.641—642.

честве примера крайних случаев отметим, что слой бора около 4 мг/см^2 или слой иттрия 15 мг/см^2 уменьшают активность вдвое, т.е. поглощающие способности для нейтронов и α-частиц оказываются вполне сравнимыми. С другой стороны, чтобы создать такое же поглощение в свинце, требуются толщины порядка нескольких сантиметров. Эти результаты можно описать, выразив поглощающую способность через атомное сечение. Значения сечений, найденные для наиболее сильно поглощающих элементов, по порядку величины равны 10^{-21} см^2, т.е. примерно в тысячу раз больше геометрических сечений ядер. Наибольшие сечения, определенные до сих пор, составляют $3\cdot10^{-21}$ для бора, $7\cdot10^{-21}$ для иттрия, $0{,}8\cdot10^{-21}$ для иридия, $0{,}4\cdot10^{-21}$ для родия и $0{,}6\cdot10^{-21}$ см^2 для лития. Большие сечения обнаруживают также Cl, Co и Ag. В настоящее время продолжается систематическое исследование этого вопроса, поскольку для ядерного поглощения такие сечения необычны.

Некоторые из элементов с наибольшими сечениями оказываются среди тех веществ, которые в водородсодержащих средах обнаруживают и самые большие активности. Грубая оценка полного числа активных ядер, которые можно получить за пределами наполненного водой сосуда, содержащего источник, приводит к выводу, что для таких элементов количество активированных атомов равно числу испущенных нейтронов. Для других же элементов, таких как литий и бор, большому коэффициенту поглощения не соответствует сколько-нибудь заметная активность. Этот факт можно истолковать, предположив, что возникающие радиоактивные ядра ускользают от нас вследствие своих периодов полураспада (очень больших или очень малых) или в силу низкой проникающей способности их β-лучей, либо же допустив, что захват нейтрона ведет к образованию стабильных изотопов, как, например, превращение ^{6}Li в ^{7}Li или ^{10}B в ^{11}B.

Мы искали также аномальное поглощение при непосредственной активации, не используя водородсодержащие среды, и получили отрицательный результат. Этот факт позволяет думать, что данный эффект характерен для медленных нейтронов.

И, наконец, был поставлен опыт по активации родия (помещенного на фиксированном расстоянии от источника) в сосуде с раствором борной кислоты разных концентраций. Как и можно было предвидеть, уже очень низкие концентрации оказываются вполне достаточными, чтобы сильно уменьшить активацию. При нашей геометрии опытов (родий находился примерно в 3 см от источника) активность снижается вдвое в присутствии раствора с концентрацией 0,2% бора. Увеличение концентрации не приводит к дальнейшему пропорциональному уменьшению активности. Так, при концентрации в три раза большей поглощение возрастает приблизительно на 70%.

Институт физики Римского университета
Рим

7 ноября 1934 г.

1938

ISOMERIC FORMS OF RADIO RHODIUM*

When bombarded by neutrons, rhodium gives two radioactive periods, 44 sec (Rh_1) and 4.2 min (Rh_2), both being associated with the emission of negative electrons.

Amaldi, Fermi [1], and Segrè [2] have shown that the ratio of the two activities produced in rhodium by *slow* neutrons does not change if the neutrons are filtered with cadmium or rhodium. This indicates that the resonance levels for the capture of slow neutrons which lead to the formation of Rh_1 and Rh_2 have about the same energy and breadth. This supports the hypothesis that the formation of Rh_1 and Rh_2 corresponds with the capture of neutrons in a single level of a definite isotope, that is, that Rh_1 and Rh_2 are two isomeric forms of the same isotope. The experiments of Frisch, von Halban and Koch [3] lead to the same conclusion. A possible explanation of nuclear isomerism has been proposed by Weizsäcker [4].

It is interesting to examine the significance of the ratio R of the saturation intensities of the two periods (all references will be to the «true ratio», account being taken of the penetration of β rays and neutrons; the details of the following experiments will be published elsewhere). When a neutron is captured, the compound excited nucleus may emit one or more photons before falling either to the state corresponding to Rh_1 or to that corresponding to Rh_2. The experimental ratio R will give the ratio of the probabilities of formation of Rh_1 and Rh_2 from a capture level.

One may ask whether this ratio varies when the capture level changes, that is, when one varies the energy of the incident neutrons. There is evidently a close analogy between this question and the following: Does a change in neutron energy vary the spectral composition of the γ radiation which is emitted by a nucleus in the capture of neutrons? An experiment on the capture radiation of slow neutrons in gold [5] has answered this question in the affirmative. Considering the experimental difficulty in studying γ radiation in this case, it is easier to follow the same general investigation by means of new methods such as those described in the following. The rhodium (Dr.Jacquet kindly made an electrolytic deposit of 5 mg/cm^2) on the interior of a nickel cylinder was irradiated for 20 min and its activity was followed in a Geiger—Müller counter with a thin aluminium wall (the counting began 20 sec after the end of the irradiation).

*Nature, 1938, vol. 141, p.785—786.

From the curve of decay of the total activity ($Rh_1 + Rh_2$) one can deduce the value of the ratio R of the initial intensities of Rh_1 and Rh_2. This ratio was determined:

(a) With a source of radon plus beryllium (or radio-actinium plus beryllium) in the presence of paraffin. In this case it is known that the ratio R does not depend upon geometric conditions [1]. The result $R_a = 11 \pm 0.7$ confirms the value found by Segre [2].

(b) With a source of radon plus beryllium placed on the axis of the cylinder of rhodium, in the absence of paraffin and all hydrogenous media. It is known that for a radon plus beryllium source the number of neutrons of energy greater than 10^5 eV is probably less than 10 per cent of the total number of neutrons emitted [6]. Moreover, as the capture cross-section in general is greater the slower the neutrons, one can say that the rhodium cylinder is bombarded by heterogeneous neutrons with a mean energy less than 10^5 eV. The irradiation was made at the interior of a «castle» of lead, thus augmenting the activity through the presence of neutrons diffused by inelastic collisions in the lead. The mean energy of these neutrons is smaller than that of the slow group of neutrons from radon plus beryllium, as one can determine by measuring directly the absorption in cadmium [7]. The value $R_b = 6 \pm 0.5$ was obtained. It should be noticed that in (a), the experimental value R_a is relative to the neutron capture by a *single level.* On the other hand, in (b), R_b represents a *mean value* referring to a great number of levels. This is due to the fact that the neutrons which excite Rh_1 and Rh_2 in the conditions (b) have a very complex spectrum. Moreover, in the case (b), the breadth of the levels is probably greater in the mean than is their separation. It might be expected that in an energy interval which is small with respect to the total excitation energy of the nucleus, the *mean value* of R should not change appreciably. Consequently, the result of this experiment ($R_a \pm R_b$) seems to show that the mean value of R in a certain energy interval differs from the value relative to a single level of this interval.

This is in accord with the experiment on the γ radiation of capture in gold and with the experiments on the selective production of isomers in uranium [8], that is, neighbouring levels show a difference of behaviour (in the sense already explained).

As Placzek has remarked [9], it seems that the nuclear levels can be grouped into different classes which cannot intercombine in the spectroscopic sense of the word.

After these experiments were finished, there were published the results of measurements of R in rhodium for neutrons of different energies [10]. Here, however, it is difficult to draw conclusions on the radiative properties of the nucleus, because the value of R was determined in one case for slow neutrons and in the other for neutrons of very high energy (neutrons from D + D: 2.4 MeV).

Laboratoire de Chimie Nucléaire
Collège de France, Paris

March 30, 1938

REFERENCES

1. *Amaldi and Fermi* // Phys. Rev., 1936, vol.50, p.899.
2. *Segre* // Ric. Scient., 1936, vol.7, p.389.
3. Congres International du Palais de la Decouverte, Paris, 1937.
4. *Weizsäcker* // Naturwiss., 1936, vol.24, p.813.
5. *Pontecorvo* // J. Phys. Radium, 1936, vol.7, p.511 and Ref.3.
6. See, for example, *Bjerge* // Proc. Roy. Soc. A, 1938, vol.164, p.243.
7. *Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti, Segrè* // Proc. Roy. Soc. A, 1935, vol.149, p.522.
8. *Hahn, Meitner, Strassmann* // Z. Physik, 1937, vol.106, p.249;
   Curie I., Savitch // J. Phys. Radium, 1937, vol.8, p.385.
9. *Placzek* // Ref.3.
10. *Reddemann* // Naturwiss., 1938, vol.8, p.125.

NUCLEAR ISOMERISM AND INTERNAL CONVERSION*

According to Weizsäcker [1], one may explain nuclear isomerism by assuming that the lowest excited state of the nucleus has an angular momentum differing by several units from that of the ground state. Selection rules may then be invoked to increase the lifetime of the excited level, against gamma-ray transitions to the ground state, to such a large value that the normally slower beta-processes may compete effectively in destroying the upper state. The γ-ray–β-ray branching ratio will depend on the relative lifetimes for the two modes of decay, but when the latter are of the same order of magnitude, the γ-ray transitions should be observable. Hebb and Uhlenbeck [2] have suggested that the failure of attempts to observe these gamma-rays is probably due to the high probability of internal conversion. (The internal conversion coefficient increases rapidly as the spin change increases, and as the energy difference decreases [3].)

We have therefore looked for a line spectrum of conversion electrons from one of the isomeric forms of ^{105}Rh, formed from Rh by slow neutron capture. To decrease the absorption of slow electrons in the rhodium target as well as in the detector walls, the target was electrolytically deposited inside a Ni cylinder, and the counter walls were constructed of 0.005 mm Al. An absorption curve of the radiation from the 4.2 min isomer showed the presence of two components; the harder one was identified through its absorption coefficient, with the well-known primary beta-rays of this period. The softer component, which accounted for about 30 per cent of the total counts, has an energy of 35—60 keV. That this soft component was not instrumental could be demonstrated by the fact that no such soft group was observed to follow the 44 sec Rh period under identical geometrical conditions.

From these data, we may draw the following conclusions regarding the 4.2 min isomer:

1) The radiation does not consist of *one* simple continuous beta-ray spectrum.

2) The radiation does not consist of two simple beta-ray spectra superposed, since no hard γ ray is observed. Also, the partial decay constant for the hypothetical soft beta-rays is too great for their energy.

3) The soft component is therefore composed of conversion electrons from a γ ray of about 80 keV. To prove that this gamma-ray transition precedes the beta-ray emission, it will be necessary to show that the characteristic X rays which must follow the internal conversion are Rh $K\alpha$ and not Pd $K\alpha$. This will be attempted in the future. For the present, it should suffice to show that all the experimental results may be explained by assuming that *the soft radiation is an «electron line» emitted by internal conversion in the transition from the metastable state to the ground state of the* ^{105}Rh *nucleus.*

On this assumption, the 44 sec penetrating component arises in beta-transitions from the ground state of ^{105}Rh to the ground state of ^{105}Pd. This same transition gives

*Phys. Rev., 1938, vol.54, p.542.

the hard component of the longer period, but it proceeds at a slower rate, as the ^{105}Rh ground state (44 sec) is now formed by γ-ray decay from the 4.2 min level. This assumption could be tested by examining the early part of the 4.2 min decay curve, i.e., before the 44 sec period was in equilibrium with the longer one. Unfortunately the high initial intensity of the 44 sec period makes this test impossible. This simple picture requires that the beta-ray spectra of the two isomers be identical. The experimentally observed difference might be accounted for by assuming the existence of direct beta-transformations from the excited state of ^{105}Rh to the ground state of ^{105}Pd.

A detailed account of this work will appear in the *Journal de Physique.*

Laboratoire de Chimie Nucléaire
Collège de France, Paris

July 24, 1938

REFERENCES

1. *Weiszacker* // Naturwiss., 1936, vol.24, p.813.
2. *Hebb and Uhlenbeck* // Physica, 1938, vol.5, p.605.
3. *Pontecorvo* // Congres du Palais de la Decouverte. Paris, 1937, p.118.

1939

RECENT EXPERIMENTAL RESULTS IN NUCLEAR ISOMERISM*

The hypothesis that two atomic nuclei indistinguishable in respect of atomic and mass number could nevertheless have different radioactive properties (the hypothesis of nuclear isomerism) was put forward for the first time by Soddy [1] in 1917. In 1921 uranium Z was discovered by Hahn [2]; by studying the chemical and radioactive properties of this element, Hahn deduced that uranium Z and uranium X_2 are isomeric nuclei. The problem of uranium Z has been taken up recently by Feather and Bretscher (Proc. Roy. Soc., 1938, vol.165, p.542). It should be noted that, for many years, uranium Z and uranium X_2 were the only known example of an isomeric pair.

After the discovery of artificial radioactivity, the study of isomerism received considerable impetus on account of the experimental material assembled in the course of research on artificial radioelements. The first *certain* example of an isomeric pair to which it has been possible to attribute a mass number (A = 80) in the domain of the artificial radioelements was furnished [3] by the study of the radioactivity produced in bromine by neutrons (slow and fast) and by γ rays of great energy.

Then, as the experimental material on artificial radioelements has increased, the number of pairs of nuclei which are undoubtedly isomeric has grown to such an extent that it is not possible to quote here all the investigations which have been published on the question. More than thirty such pairs are known and there is no doubt that the number still unknown is much greater. We can say, now, *that nuclear isomerism is by no means an exceptional phenomenon.*

It is natural to think that the physical difference between two isomeric nuclei is connected with two states of different excitation of the same nucleus (let us say ground state and first excited state). But in this case, how could the upper state be metastable, that is, how could it live for any length of time (greater than one day, in some cases)? By what mechanism would it be preserved from destruction in a very short time by the emission of an electromagnetic radiation? Weiszäcker has answered this question [4].

According to Weiszäcker's *hypothesis*, nuclear isomerism may be explained by assuming that *the lowest excited state of the nucleus has an angular momentum differing by several units from that of the ground state.* Selection rules may then be invoked to weaken considerably the probability per unit of time of the transition from

*Nature, 1939, vol.144, p.212—213.

the upper to the ground state of the nucleus. Of course, experiments which make it possible to test the truth of Weiszäcker's hypothesis are of great interest.

One of the most important points is the study of the γ radiation eventually emitted in the transition from one isomeric state to another: I say «eventually emitted» because, the nucleus being radioactive, the upper state corresponding to one of the isomeric forms may be destroyed by an ordinary β transition. The γ-ray–β-ray branching ratio will depend on the relative lifetimes for the two modes of decay. The first researches made to observe this γ radiation failed. But it should be noted [5] that the considerable difficulty in detecting this radiation might be due to the fact that transitions between isomeric nuclei can be strongly converted: in this case electrons of small energy would be emitted and not γ rays.

The very complete theory of the internal conversion of radiations emitted in the transitions between isomeric states [6], given by Hebb and Uhlenbeck, Dancoff and Morrison, has shown that these radiations must have internal conversion coefficients of approximately 1. Since these calculations are based on Weiszäcker's hypothesis, it can be concluded that *experiments which prove that the conversion coefficient in question is very high would indicate, to a certain extent, that Weiszäcker's hypothesis is correct.*

Indeed, in the case of the isomerism of radiorhodium, Pontecorvo [7] has observed a radiation of low-energy electrons, which he interpreted as an electron line emitted in the transition from the metastable state to the ground state of the nucleus*.

At the present time, after a number of recent experiments, *there is no longer any doubt as to the fact that these transitions are generally strongly converted.* In particular, in the cases of isomeric nuclei of radiobromine [8] and of element 43 [9], strong lines of conversion electrons have been photographed in the Wilson chamber or in the magnetic spectrograph. Of course, the internal conversion is accompanied by emission of X rays: as a rule, the analysis of these rays is an invaluable test in the interpretation of these phenomena [9,10].

It is interesting to find possible genetic relations between isomeric states of the same nucleus (β radioactive): in this direction an extremely brilliant method has been described by Segrè, Halford and Seaborg [11], who have succeeded in *separating*, one from the other, the two isomeric forms of radiobromine. The principle of their method is as follows. Suppose the element, of which the isomeric states are being studied, can give compounds suitable for the application of the Szilard—Chalmers method of concentration. When the isomer in the upper state decays to the lower state, there is a γ-ray emission: corresponding recoil may be sufficient to knock the decayed atom out of the compound. The daughter activity can then be separated, as in the Szilard—Chalmers method.

This method, which has been successfully applied in several cases [12], can then be used (a) to separate known isomers in some cases; (b) to discover the existence of isomeric pairs, still unknown, in the study of artificial radioactivity.

---

*Note added in proof. A similar conclusion was independently obtained by Roussinow and Yusephovitch [C R. Acad Sci. U.R.S.S., 1938, vol.20, p 9] who observed a soft electron radiation in the case of isomeric forms of radiobromine.

Moreover, it has given a striking new proof that the transitions between isomeric states are strongly converted: in effect, the recoil due to the γ emission is not sufficient to knock the decayed atom out of the compound, while the recoil of a conversion electron *can* be sufficient.

So far we have discussed radioactive isomers: the isomerism, in this case, implies a difference in the lifetimes of the isomers. It has been noticed by Pontecorvo [5] that β-stable nuclei with a metastable excited state ought not to be very rare and should be revealed by the study of the radiation emitted by this metastable state. These nuclei are interesting for the understanding of nuclear isomerism, because the radiation corresponding to the transition from one isomeric state to the other is not troubled by the presence of β or γ rays. It should be possible to obtain a β-stable nucleus in a metastable state, after a nuclear transmutation or a radioactive disintegration.

Dodé and Pontecorvo [13], by bombardment of cadmium with fast neutrons, have obtained an activity ($T = 50$ min) which chemical proofs have shown to be due to an isotope of cadmium. On the other hand, there is no question of a reaction of simple neutron capture or of an *n*, 2*n* reaction. They interpreted the soft radiation emitted by cadmium (50 min) as proceeding from a metastable state of an isotope of cadmium; the reaction of excitation without capture by fast neutrons (reaction *n*, *n*), having a considerable cross-section (some 10^{-24} cm^2), is possible; indeed, the part of the nuclei so excited might fall into a metastable state.

Segrè and Seaborg [9] have observed a metastable state of element 43, decaying (only a line spectrum of electrons) with a 6-hour period into the ground state, which is stable or perhaps radioactive with a long life: the 6-hour activity is daughter of a β-radioactive molybdenum.

A very interesting case has been observed and studied thoroughly by Goldhaber, Szilard and Hill [14]. They have obtained by the *n*, *n* reaction already quoted, a metastable state (^{115}In*) of ^{115}In, decaying with a period of 4.1 hours; moreover, the same state can be obtained after the disintegration of a radiocadmium ($T = 2.5$ days). The radiation emitted by ^{115}In* has not yet been sufficiently studied; its properties are of the greatest interest both for the understanding of the nuclear isomerism and for that of isobaric pairs. In effect, ^{115}In and ^{115}Sn are one of the rare cases of stable neighbouring isobaric nuclei: ^{115}In* might then decay into ^{115}Sn (β emission) or into ^{115}In, or into both together.

The same metastable state of ^{115}In has been obtained also by irradiating indium with 5.8 MeV protons (reaction *p*, *p*), by Barnes and Aradine [15]. Nevertheless, it is not yet clear whether the mechanism of nuclear excitation is that discussed by Weisskopf, that is, excitation by the action of the electric field of the proton [16].

In all these cases and in others studied more recently [12] the metastable states of stable isotopes are obtained from *nuclear transmutations*.

Lazard and Pontecorvo [18] have tried a new method, by which *it would be impossible to transmute the nucleus* and, consequently, to obtain artificial radio-elements, the presence of which may interfere with the investigation.

This method consists of irradiating the target with a continuous spectrum of *X* rays, the energy of which is less than the dissociation energy of the nuclei. Suppose

the radiated nuclei have a metastable state; the *X* rays may excite higher levels of the nuclei; a part of the nuclei thus excited can fall into the metastable state, and it is the radiation from this state which can be observed. The maximum energy of the continuous spectrum utilized was 1,850 kV: indium gives an activity of approximately 4 hours period, which is obviously due to the same metastable state $^{115}In^*$, of which we have already spoken. Similar results on the stable nuclear fluorescence of indium were obtained by Collins and others [19].

There is no doubt that new isomers of β-stable nuclei will be discovered, in the course of research undertaken in different laboratories; systematic research on the radiations emitted by metastable states will certainly be very useful for the understanding of nuclear isomerism.

In conclusion, we may remark that it is very probable, on account of the great number of known isomers, that the radiative transitions of lifetimes between, say, 10^{-7} sec and 1 sec are much more frequent than is generally supposed. These transitions, on the other hand, are strongly converted [6]. We would expect [20], consequently, that *transitions of this kind, with conversion coefficients approximately 1, may be found frequently.*

Indeed, in the radiation emitted in the capture of slow neutrons by gadolinium, a strong component of soft electrons has been observed by Amaldi and Rasetti [21] (lifetime less than 10^{-3} sec). Soft electronic components have also been observed in the capture of slow neutrons by other nuclei [22]. On the other hand, these strongly converted transitions may play a considerable part in the interpretation of γ and *X* spectra emitted by certain natural radioelements [20].

Laboratory of Nuclear Chemistry, Collège de France, Paris

REFERENCES

1. *Soddy* // Proc. Roy. Inst., 1917, vol.22, p.117.
2. *Hahn* // Ber. dtch. Chem. Ges. B, 1921, vol.54, p.1131.
3. *Kourtchatow, Myssowsky, Roussinow* // C. R., 1935, vol.200, p.1201;
Amaldi, d'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Segrè // Ric. Scient., 1935, vol.6, p.581;
Amaldi, Fermi // Phys. Rev., 1936, vol.50, p.899;
Both, Genther // Z. Phys., 1937, vol.106, p.236.
4. *Weizsäcker* // Naturwiss., 1936, vol.24, p.813.
5. *Pontecorvo* // Congres du Palais de la Decourerte, Paris, 1937, p.118.
6. *Hebb, Uhlenbeck* // Physica, 1938, vol.5, p.605;
Dancoff, Morrison // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.122.
7. *Pontecorvo* // Phys. Rev., 1938, vol.54, p.542.
8. *Valley, McCreary* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.666;
Siday // Nature, 1939, vol.143, p.681.
9. *Seaborg, Segrè* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.808;
Kalbfell // Phys. Rev., 1938, vol.54, p.543.
10. *Alvarez* // Phys. Rev., 1938, vol.54, p.486;
Roussinow, Yusephovitch // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.979;
Siday // Ref. 8;

Walke, Williams, Evans // Proc. Roy. Soc. A, 1939, vol.171, p.360;
11. *Segrè, Halford, Seaborg* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.321.
12. *De Vault, Libby* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.322;
Le Roux, Lu, Sugden // Nature, 1939, vol.143, p.517;
Seaborg, Kennedy // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.410.
13. *Dode, Pontecorvo* // C. R., 1938, vol.207, p.287.
14. *Goldhaber, Hill, Szillard* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.46.
15. *Barnes, Aradine* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.50.
16. *Weisskopf* // Phys. Rev., 1938, vol.53, p.1018.
17. *Delsasso, Ridenour, Sherr, White* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.113.
18. *Pontecorvo, Lazard* // C. R., 1939, vol.208, p.99.
19. *Collins, Waldman, Stubblefield, Goldhaber* // Phys. Rev., 1939, vol.55, p.507.
20. *Pontecorvo* // C. R., 1938, vol.207, p.230.
21. *Amaldi, Rasetti* // Ric. Scient., 1939, vol.10, p.115.
22. *Hoffman, Bacher* // Phys. Rev., 1938, vol.54, p.644;
Pontecorvo // C.R., 1938, vol.207, p.856.

1941

NEUTRON WELL LOGGING. A NEW GEOLOGICAL METHOD BASED ON NUCLEAR PHYSICS*

Since April 1940, when radioactivity well logging was offered to the trade by Well Surveys, Inc., the laboratories of the company have been engaged in continuing the search for new curves. The development of an additional parameter has fortunately become possible at time when the commercial experiences in the United States and in South America have shed considerable light on the usefulness of radioactivity well logging. A second curve should necessarily operate independently of casing and possess the detailed correlating power of the radioactivity log, and, above all, should add some new information. At the time of this writing, the initial field trials have been completed on a new process, neutron well logging, which appears to fulfill the foregoing requirements.

The well-logging instrument consists of a strong neutron source (radium plus beryllium) and an ionization chamber, so arranged that the ionization chamber is considerably shielded from the rays coming directly from the source (Fig.1). As a consequence of the interaction of the primary rays from the source with the surrounding formations, the indication furnished by the ionization chamber varies with the properties of the strata. What radiations do come through the shield directly from the source are a constant amount throughout the log. The present experimental subsurface instrument is a single cylindrical unit, similar to the one used for radioactivity logging. The maximum outside diameter of the present experimental instrument is 5.5 in. The total length of the subsurface instrument including the amplified and the power supply is 7 ft.

The curves shown in Fig.2 give good correlations, as can be seen. It is likely that the new curve will add enough new information to make possible the distinction of many types of strata which, hitherto, could not be recognized. Particularly, it is hoped that the new curve will:

1. Distinguish limestones from sandstones.
2. Distinguish more easily from shale the various rock types which consist of other materials mingled with shale.
3. Enable new and useful correlation horizons to be found in shales.
4. Enable some information to be gathered, by comparison, which will help in regard to the fluid content problem.

*Oil and Gas J., 1941, vol.40, p.32—33.

It seems at present that the neutron logs may be very valuable in areas where the producing formations are limestones and dolomites. In general, the neutron curves

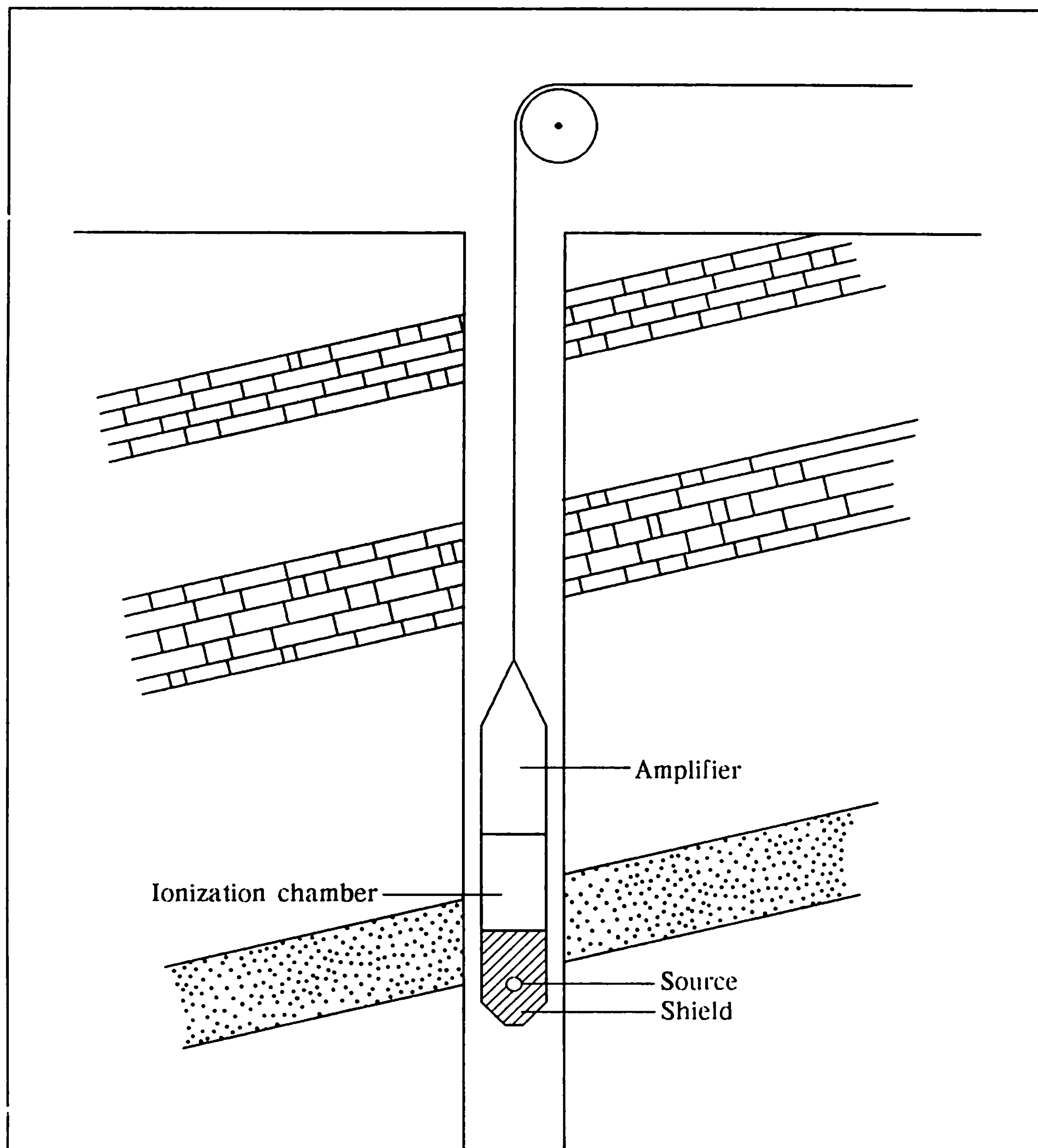


Fig.1. Diagram showing the arrangement of the various components of the subsurface equipment with respect to the neutron source

give geologists a new tool to work with, which may be applied equally well to old or new wells. It is certain that the neutron well-logging method is able to log in cased and uncased holes alike with comparable results, and that the logs are characterized by deep penetration. It is also certain that valuable logs can be made in areas of salt beds, such as West Texas and western Kansas, and in places where the various electrical-logging methods fail.

Because the strength of the neutron source can be made quite large, the surveying speed which may be realized with the new method is very great, fully comparable with

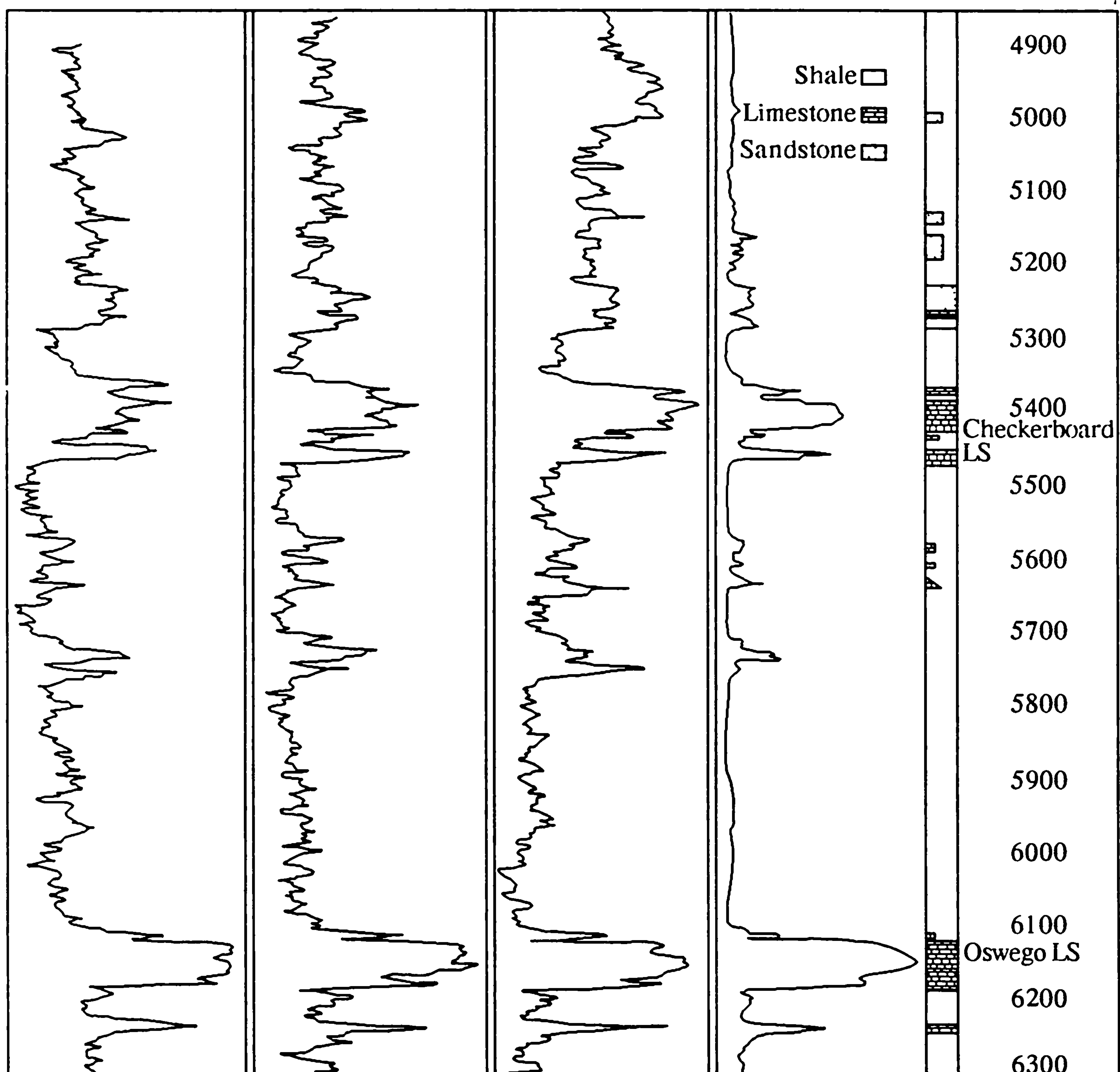


Fig.2. Section about 1/2 mile long in the Oklahoma City pool, showing the correlation of neutron logs obtained through the casing and cement, and the comparison of the neutron logs with the resistivity curve of an adjoining well, made in open hole. Note the striking resemblance of the neutron curve to the resistivity curve, the great distinctness with which the geologic formations stand out, and the remarkable manner in which the details of the lithology correlate between one neutron log and another. The depths shown are for the resistivity curve at the right. The neutron logs are adjusted so that the top of the Oswego limestone in all three neutron logs is level with the top of the Oswego in the resistivity log

the speeds used for electrical logging. As a result of the large intensity involved, it is possible to make the measurements in a manner which is very little influenced by drifts and temperature disturbances.

The neutron curve is entirely different from the radioactivity curve. The gamma rays emitted by the radioactive elements present in small quantities in the formation, which are measured in the radioactivity well-logging process, have a completely negligible effect in the neutron method.

The field studies of the new curve are progressing rapidly, as are laboratory studies designed to improve the interpretation. Since the process is adapted to the use of the standard field equipment now being employed in commercial radioactivity well logging by licensees of Well Surveys, Inc., the field tests can be conducted very easily, and automatic records are obtained in the same manner as for the radioactivity logs. If favorable results continue, the new process will be offered to the trade shortly.

The author gratefully acknowledges the cooperation of the Lane-Wells Co. for the use of its equipment and personnel in carrying out the recent field tests, the results of which appear in this paper. The author also acknowledges the assistance of the engineering staff and the management of Well Surveys, Inc., who have made this work possible.

Research Physicist, Well Surveys, Inc., Tulsa

1946

INVERSE β PROCESS*

Introduction

The Fermi theory of the β disintegration is not yet in a final stage; not only detailed problems are to be solved, but also the fundamental assumption — the neutrino hypothesis — has not yet been definitely proven. I will recall briefly the main experimental facts which have led Pauli to propose the neutrino hypothesis.

1. In a β disintegration, the atomic nucleus Z changes by one unit, while the mass number does not change.

2. The β spectrum is continuous, while the parent and the daughter states correspond to well defined energy values of the nuclei Z and $Z \pm 1$.

3. The difference in energy between the initial and final states involved in a β transition is equal to the *upper* limit of the continuous spectrum.

We see that the fundamental facts can be reconciled only with one of the following alternative assumptions:

i. The law of the conservation of the energy does not hold in a single β process.

ii. The law of the conservation of the energy is valid, but a new hypothetical particle, undetectable in any calorimetric measurement — the neutrino — is emitted together with a β particle in a β transition, in such a way that the energy available in such transition is shared between the electron and the neutrino. This suggestion was made by Pauli and on this basis Fermi has built a consistent quantitative theory of the β disintegration. In addition to the difficulties already mentioned, the assumption ii removes some difficulties connected with the conservation of the spin and of the type of statistics of which we cannot speak here. The main neutrino properties follow «by definition» and are: zero charge, spin 1/2 and Fermi's statistics. The problem of the β disintegration has been attacked experimentally in many ways:

(a) β spectroscopy, i.e., study of the form of the β spectrum, the relationship between the energy release and the probability of disintegration, the ratio of positron to electron emission in cases where both electrons and positrons can be emitted, the ratio of the number of the K-capture transitions to positron transitions.

(b) Neutron Decay. This fundamental β transition, the transformation of a free neutron into a proton, has not yet been detected. Plans for its detection, as well as for the study of the angular distribution of the proton and electron emitted, have been made in several laboratories in the U.S.A. and in the Chalk River Laboratory.

---

*National Reserach Council of Canada, Division of Atomic Energy. Chalk River, 1946, Report PD-205. This version was kindly provided by Prof W.F.Davidson.

(c) Experiments on the recoils of nuclei in a β-ray disintegration. Several authors have attempted experiments of this type. The common feature of all these experiments is that the magnitude of the recoil energy of the nucleus having undergone a decay process is examined in the light of the laws of the conservation of energy and momentum. The most significant results were obtained by Allen, who studied the recoil of a nucleus having undergone a K-electron capture, and by Jacobsen and Kofoed-Hansen, who deduced from their experiments that neutrinos and electrons are emitted prevalently in the same direction. It should be noticed that experiments of this type, while of fundamental significance in the understanding of the β process, cannot bring decisive *direct* evidence on the basic assumption of the existence of the neutrino. This statement can be understood if we keep in mind that recoil experiments are interpreted on the basis of the laws of the conservation of the energy and momentum in individual processes, i.e., on the basis of the alternative ii, which, in effect, corresponds essentially to the assumption of the existence of the neutrino.

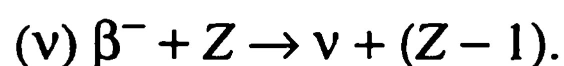
Direct proof of the existence of the neutrino, consequently, must be based on experiments, the interpretation of which does not require the law of conservation of energy, i.e., on experiments in which some characteristic process produced by *free neutrinos* (a process produced by neutrinos after they have been emitted in a disintegration) is observed.

Inverse β Process

It is clear that inverse β transformations produced by neutrinos are processes of this type and certainly can be produced by neutrinos, if neutrinos exist at all. They consist of the concomitant absorption of a neutrino and emission of a β particle (positron or negatron) by a nucleus. It is obvious, on thermodynamical grounds, that such process must have an extreme low yield since their inverse, the β process, is so unlikely. It has been currently stated in the literature that an inverse process produced by neutrinos cannot be observed, due to the low yield. As it will be shown below, this statement seems to be too drastic. The object of this note is to show that the experimental observation of an inverse β process produced by neutrinos is not out of the question with the modern experimental facilities, and to suggest a method which might make an experimental observation feasible.

For completeness, we will mention also some inverse β processes produced by other particles than a neutrino; an inverse β process, more generally, can be defined as the transformation of a neutron into a proton, or vice versa, produced artificially by bombardment with neutrinos, electrons, or γ rays. These processes are:

(a) Absorption of negative β particle (β) with emission of a neutrino



$$(\nu)\ \beta^- + Z \rightarrow \nu + (Z-1).$$

(b) Absorption of a neutrino with emission of a β particle



$$\nu + Z \rightarrow \beta^- + (Z+1), \quad \nu + Z \rightarrow \beta^+ + (Z-1).$$

(c) Absorption of a neutrino accompanied by a *K*-electron capture

$$\nu + Z + \beta^-(K) \to Z - 1.$$

(d) Processes involved by γ radiation

$$\gamma + Z \to \gamma + \beta^- + (Z+1), \qquad \gamma + Z \to \gamma + \beta^+ + (Z-1).$$

Proposed Method

It is true that the actual β transition involved, i.e., the *actual emission* of a β particle in processes (b) and (d), and the emission of *X* radiation in process (c) is certainly not detectable in practice. However, the nucleus of charge $Z \pm 1$, which is produced in any of the reactions indicated above, may be (and generally will be) radioactive, with a decay period well known (see, for example, Seaborg's Table of Radioelements). *Consequently, the radioactivity of the produced nucleus may be looked for as a proof of the inverse process.*

The essential point, in this method, is that radioactive atoms produced by an inverse β-ray process have different chemical properties from the irradiated atoms. Consequently, it may be possible to concentrate the radioactive atoms of known period from a very large irradiated volume. In the case of electron irradiation,the effective volume irradiated may be of the order of cubic centimeters; in the case of γ-ray irradiation, the volume may be of the order of a liter, and for neutrino irradiation, the volume is limited only by practical consideration and may be as high as 1 cubic meter. Elements to be considered for irradiation must be selected according to a compromise between their desirable properties, which are:

1. The material to be irradiated must not be too expensive, since large volumes are involved.

2. The nucleus produced in inverse β transformation must be radioactive with a period of at least one day, because of the long time involved in the separation.

3. The separation of the radioactive atoms from the irradiated material must be relatively simple. If a chemical separation is involved, it is necessary that the addition of only a few grams of a nonisotopic carrier, per hundred liters of material treated, gives an efficient separation. Isotopic carriers must be used only in the last phase of the separation. An electrochemical separation is another possibility, presenting some advantage because of the absence of carriers. If the nucleus formed in the inverse β process is a rare gas, the separation can be obtained by physical methods, again without carrier, for example, by boiling the material irradiated. This is the most promising method according to Dr.Frisch and the writer.

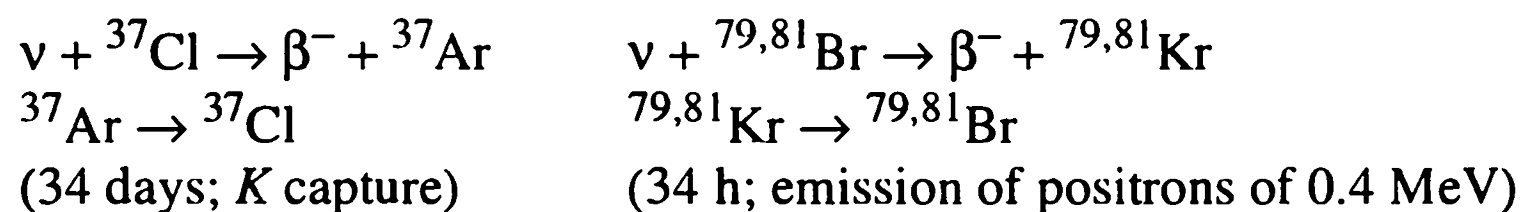
4. The maximum energy of the β rays emitted by the radioelement produced must be very small, i.e., the difference in mass of the element *Z* and $Z \pm 1$ must be small. This is so because the probability of an inverse β process increases rapidly with the energy of the particle emitted, as will be explained. Of course, the requirement that the mass of *Z* is close to the mass of $Z \pm 1$ is not important if the bombarding particles have an energy much higher than the difference in the masses of *Z* and $Z \pm 1$. While

γ rays or electrons produced by betatrons or synchrotrons may easily satisfy this condition, strong sources of high energy neutrinos are not available, so that the requirement is of importance in a neutrino experiment.

5. The background (i.e., the production of element $Z \pm 1$ by other causes than the inverse β process) must be as small as possible.

An Example

There are several elements which can be used for neutrino radiation in the suggested investigation. Chlorine and Bromine, for example, fulfil reasonably well the desired conditions. The reactions of interest would be:



$\nu + {}^{37}\mathrm{Cl} \rightarrow \beta^- + {}^{37}\mathrm{Ar}$	$\nu + {}^{79,81}\mathrm{Br} \rightarrow \beta^- + {}^{79,81}\mathrm{Kr}$
${}^{37}\mathrm{Ar} \rightarrow {}^{37}\mathrm{Cl}$	${}^{79,81}\mathrm{Kr} \rightarrow {}^{79,81}\mathrm{Br}$
(34 days; *K* capture)	(34 h; emission of positrons of 0.4 MeV)

The experiment with Chlorine, for example, would consist in irradiating with neutrinos a large volume of Chlorine or Carbon Tetra-Chloride, for a time of the order of one month, and extracting the radioactive ^{37}Ar from such volume by boiling. The radioactive argon would be introduced inside a small counter; the counting efficiency is close to 100%, because of the high Auger electron yield. Conditions 1, 2, 3, 4 are reasonably fulfilled in this example. It can be shown also that condition 5, implying a relatively low background, is fulfilled.

Causes other than inverse processes capable of producing the radioelement looked for are:

(a) (n, p) Processes and Nuclear Explosions. The production of background by (n, p) process against the nucleus bombarded is zero if the particular inverse β process selected involves the emission of a negatron rather than the emission of a positron. This is the case in the inverse β process which would produce ^{37}Ar from ^{37}Cl. Similar arguments show that «cosmic ray stars» cannot produce a direct background of ^{37}Ar from ^{37}Cl. As for (n, p) processes in impurities, the fact that ^{37}K does not exist in nature rules out this possibility.

(b) (n, γ) Process. This effect can produce background only through impurities. In principle at least, it can be reduced by addition of neutron absorbing material. In the case considered, ^{37}Ar could be produced by absorption of neutrons in ^{36}Ar present to an extent of 0.3% in natural argon still present as contamination. It is estimated that $(n, 2n)$ effects, again through impurities, would not produce high background.

(c) (p, n) Effects. These effects are estimated to be very small. They would arise from cosmic rays, and are consequently independent of the neutrino strength used. They could be investigated in a blank experiment.

Cross Sections

If W is the mass difference between the two atoms involved in the inverse transition, E_p is the energy of the impinging particle, E is the energy of the emitted particle, we have $E = E_p - W$. We will see that the cross section σ_{inv} for the inverse β process increases rapidly with E, so that there is advantage in having a small W, at least for an energy of the primary particle smaller than 10 MeV.

Fierz and Bethe first gave a theoretical value for the cross sections of an inverse β process. A general dimensional argument given by Bethe and Peierls will be given here. This argument permits the estimate of the order of magnitude of σ_{inv} by using only the empirical knowledge of the β-ray lifetimes.

On thermodynamical grounds, the cross section σ_{inv} of an inverse β process produced by neutrino must be given by a formula of the type $\sigma = K/\tau$ (cm^2), where $1/\tau$ is the probability per unit time of a β disintegration involving energy E and K is a constant of proportionality having the dimensions of cm$^2\cdot$ sec. The largest possible length involved is the wave length of the impinging neutrino and the longest time involved is that length divided by c. We can write then, the above formula in the form

$$\sigma_{inv} \leq \lambda^2 \cdot \frac{\lambda}{c} \cdot \frac{1}{\tau}$$

which has a quite clear physical meaning. From the above formula, we can recognize immediately that the cross section will increase with the energy of the impinging particle, if $1/\tau$ increases with a power of E bigger than E^3. Now $1/\tau$, according to our knowledge of the β disintegration, increases about as E^5 for energy of the order of 1 MeV. For very high energies, the dependence of $1/\tau$ on the energy is not known. It might be considerably higher. The Konopinski and Uhlenbeck modification of Fermi theory would give a dependence αE^7. We can conclude that the cross section for an inverse β process produced by neutrinos with emission of a β particle, increases with a high power of the energy of the bombarding neutrino.

For $E = 5$ MeV, τ might be as small as 0.1 sec, λ^2 and λ/c are respectively of the order of 10^{-21} cm^2 and 10^{-22} sec, so that σ_{inv} for neutrinos of 5 MeV may be of the order of 10^{-42} cm^2. The evaluation is more complicated when many levels participate in the process, because of the uncertain dependence of the matrix elements on the excitation energy. Assuming, for example, that 1 m^3 of CCl_4 is used for the experiment, the number of nuclei of ^{37}Cl is about 10^{28}, and the number of disintegrations N per second of ^{37}Ar produced at saturation in such volume is $N =$ neutrino flux $\times \sigma_{inv} \times 10^{28} \sim$ neutrino flux $\times 10^{-14}$. The effect might be detected if N is of the order of 1, requiring a neutrino flux of the order of 10^{14} cm$^{-2}\cdot$sec^{-1}.

Such a value of the neutrino flux, though extremely high, is not too far from what could be obtained with present day facilities.

Sources

The neutrino flux from the sun is of the order of 10^{16} cm^{-2}·sec^{-1}. The neutrinos emitted by the sun, however, are not very energetic. The use of high intensity piles permits two possible strong neutrino sources:

1. The neutrino source is the pile itself, *during operation*. In this case, neutrinos must be utilized beyond the usual pile shield. The advantage of such an arrangement is the possibility of using high energy neutrinos emitted by all the very short period fission fragments. Probably this is the most convenient neutrino source.

2. The neutrino source is the «hot» uranium metal extracted from a pile, or the fission fragment concentrate from «hot» uranium metal. In this case, neutrinos can be utilized near to the surface of the source, but the high energy neutrinos emitted by the short period fragments are not present.

In the case of the investigation of inverse β processes produced by electrons of γ rays of high energy, the best source is a betatron or a synchrotron.

Chalk River Laboratories
Chalk River, Ontario

November 13, 1946

1947

NUCLEAR CAPTURE OF MESONS AND THE MESON DECAY*

The experiment of Conversi, Pancini and Piccioni [1] indicates that the probability of capture of a meson by nuclei is much smaller than would be expected on the basis of the Yukawa theory [2, 3]. Gamow [4] has suggested that the nuclear forces are exclusively due to the exchange of neutral mesons, the processes involving charged mesons, and the β processes having probabilities which are smaller by a factor of about 10^{12}.

We notice that the probability (about 10^6 sec^{-1}) of capture of a bound negative meson is of the order of the probability of ordinary K-capture processes, when allowance is made for the difference in the disintegration energy and the difference in the volumes of the K shell and of the meson orbit. We assume that this is significant and wish to discuss the possibility of a fundamental analogy between β processes and processes of emission or absorption of charged mesons.

An immediate consequence of the experiments of the Rome group [1] is that the usual interpretation of the β process as a «two-step» process («probable» production of virtual meson and subsequent β decay of the meson) completely loses its validity, since it would predict too long β lifetimes: the meson is no longer the particle responsible for nuclear β process, which are to be described according to the original Fermi picture {without mesons). Consequently there is no need to assume that charged mesons have integral spin, as Yukawa explanation of β processes required. Once we believe that the ordinary β process is not connected in any way with the meson, it is difficult to see strong reasons for the usual assumption that the meson decays with emission of a β particle and a neutrino. We shall consider then the hypothesis that the meson has spin $\frac{1}{2}\hbar$ and that its instability is not a β process, in the sense that it does not involve the emission of one neutrino. The meson decay must then be described in a different way: it might consist of the emission of an electron and a photon or of an electron and two neutrinos [5] or some other process.

In the hypothesis that the meson decay is not a β process (meson of spin ½) *the process of nuclear absorption or production of a single meson would be accompanied by the emission of a neutrino.* This analogy between β particles and mesons suggests, in addition, that just as the production of single β particles is extremely unlikely, while the production of electron pairs is a very likely phenomenon, so the production of a single charged meson would be very unlikely, while the production of pairs of mesons would be quite probable. The experimental evidence is, in fact [6], that most, if not all, of the meson showers are created in connection with large Auger showers.

---

*Phys.Rev., 1947, vol.72, p.246.

The assumption that the emission or absorption of one meson is accompanied by the emission of a neutrino would explain in a natural way a somewhat puzzling experimental result. Among the few pictures of a meson stopping in the gas of a cloud chamber, no «star» has been observed at the end of the meson track [7]. The absence of a star must be due to a process leaving the capturing nucleus in a not too excited state: the mechanism proposed here would explain that the capture of a negative meson from a nucleus Z results in a nucleus $Z - 1$ close to its ground level, since the excess energy could be carried away by the neutrino. Actually, in such a process we should expect that the emission of a neutrino of high energy with consequent production of the nucleus $Z - 1$ in a state of low excitation would be more likely than the emission of a neutrino of low energy with the production of the nucleus $Z - 1$ in a state of high excitation (cf. K-capture process).

The hypothesis that the meson decay is not a β process, while the meson absorption is a β process, does not require that hypothetical particles such as neutral mesons are invoked to account for nuclear forces. In fact, a heavy electron *pair* theory of nuclear forces was successfully developed by Marshak [8]. Moreover, a pair theory is capable of accounting, at least in principle, for the existence of processes in which several pairs of mesons are produced in a single act, as suggested by Heisenberg in connection with a different problem [9].

Returning to the actual decay of the meson, an experiment suggests itself which might answer the following question: Is the electron emitted by the meson with a mean life of about 2.2 microseconds accompanied by a photon of about 50 MeV? This experiment is being attempted at the present time, since it is felt that the available analysis [10] of the soft component in equilibrium with its primary meson component is probably insufficient to decide definitely whether the meson decays into either an electron plus neutral particle(s) or electron plus photon.

National Research Council
Chalk River Laboratory
Chalk River, Ontario, Canada

June 21, 1947

REFERENCES

1. *Conversi M., Pancini E., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.209; see also *Sigurgeirson T., Yamakawa A.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.319.
2. *Fermi E., Teller E., Weisskopf V.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.314.
3. *Wheeler J.A.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.320.
4. *Gamov G.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.550; see also *Gamov G., Teller E.* // Phys. Rev., 1937, vol.51, p.289.
5. *Nordheim W.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.544.
6. *Cocconi G., Loverdo A., Tongiorgi V.* // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.852.
7. See for a critical survey: *Johnson T.H., Shutt R.P.* // Phys. Rev., 1942, vol.61, p.380.
8. *Marshak R.E.* // Phys. Rev., 1940, vol.57, p.1101.
9. References can be found in Cosmic Radiation /Edited by W.Heisenberg. N.Y.: Dover Publications, 1946, p.127.
10. See Ref.9, p.84—97.

1948

THE ABSORPTION OF CHARGED PARTICLES FROM THE 2.2-MICROSECOND MESON DECAY*

In collaboration with E.P.Hincks

The energy spectrum of the charged particles (commonly assumed to be electrons) emitted in the 2.2-μsec meson decay is still unknown. Conversi and Piccioni [1] in 1944 deduced from the relative numbers of decay electrons escaping from iron plates 0.6 cm and 5 cm thick that their mean range is about 2.5 cm of iron. According to the range-energy relationships of Bethe—Bloch—Heitler [2], this corresponds to an energy of about 50 MeV, which was consistent with the Yukawa β-process picture of a meson decaying into an electron and neutrino, each of about 50 MeV. Subsequently, Anderson and co-workers [3] observed two instances of meson decay in a cloud chamber, and were able to measure accurately the energy of the decay electron. This was found in both cases to be close to 25 MeV. To explain this low energy they postulated that the decay process might be

$$\text{charged meson} \rightarrow \text{electron} + \text{neutral meson}, \qquad (1)$$

with the kinetic energy of the electron having a unique value of about 25 MeV. Since the present experiment was initiated there have been reported a few results [4] obtained with cloud chambers that seem to indicate a considerable spread in the energies of the decay particles. A 3-particle decay process in which the electrons may be emitted with any energy up to about 50 MeV has been suggested recently [5].

Our experiment, carried out in the Chalk River Laboratory, is an attempt to derive some information about the energy of the decay electrons by measuring their penetration through a solid absorber. The method differs from that used by Conversi and Piccioni; in particular, a low atomic number absorbing material (carbon**) for the electrons was used in order to decrease the energy losses by radiation which complicate the interpretation of the experiment.

A section of the counter arrangement, together with a block diagram illustrating the function of the electronic circuits, is shown in Fig.1. A meson beam entering the apparatus is defined by a coincidence between counter trays *A* and *B*. The positive and negative mesons which are stopped in a graphite block 20 cm × 40 cm × 4.2 g/cm^2 thick are detected by the anticoincidence ($AB - C$), which initiates a grating pulse

*Phys Rev., 1948, vol.74, p.697—698.

**For one run a small thickness of iron was added on top of the graphite.

4.6 μsec in width and delayed by about 1 μsec. This pulse is then mixed separately with the outputs from A, B, and C, so that if the decay electron passes through A, B, or C between 1 and 5.6 μsec after an anticoincidence $(AB - C)$, a delayed coincidence is recorded which we designate by $(A)_{del}$, $(B)_{del}$, or $(C)_{del}$. In particular, a decay electron passing through both B and A gives an event $(AB)_{del}$.

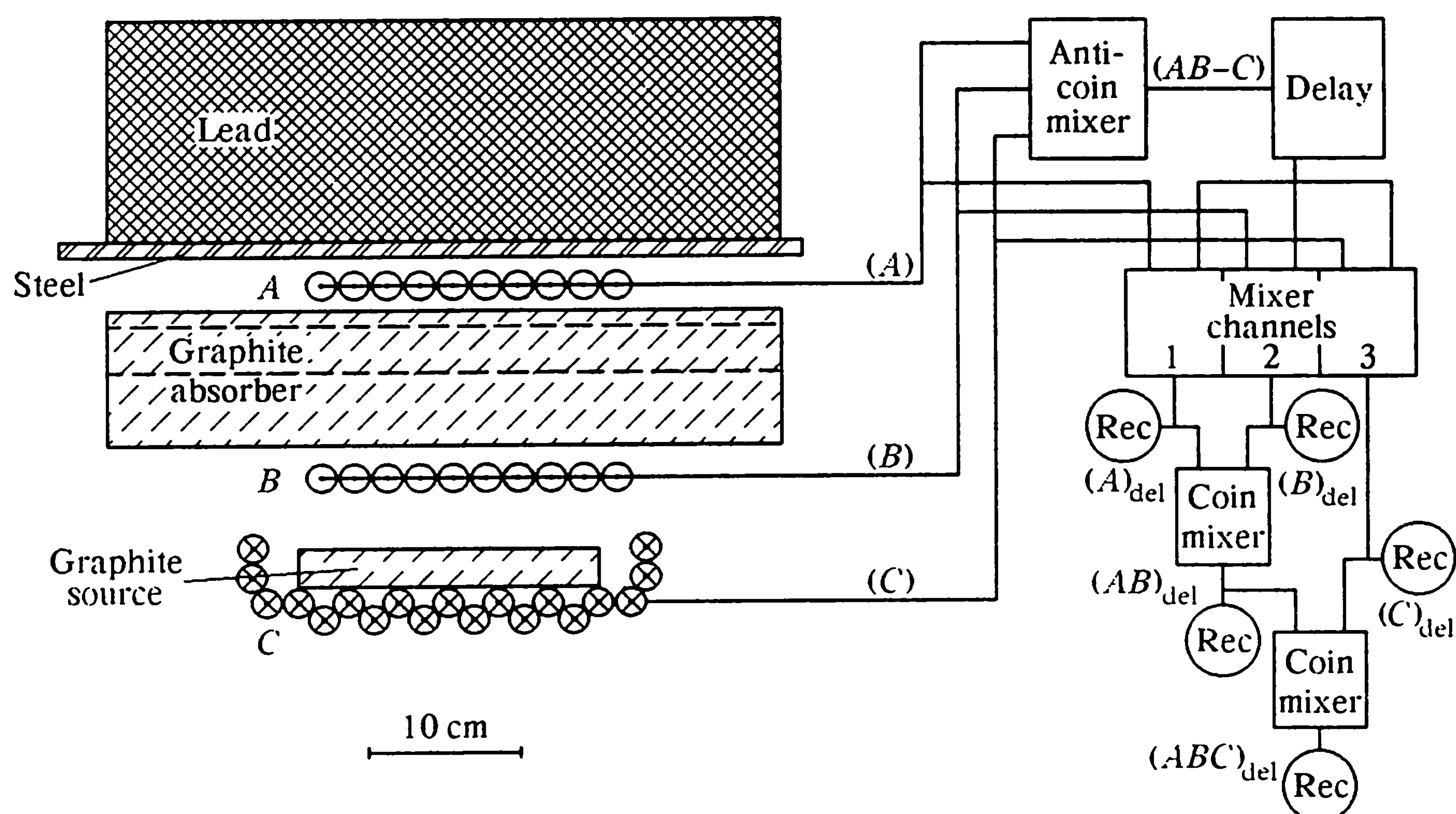


Fig.1. Experimental arrangement. The geometry in the plane perpendicular to the paper be inferred from the length of the counters, which is 35 cm

In order to measure the penetration of the decay electrons, the rate $(AB)_{del}$ is measured as a function of the thickness of a graphite absorber placed between A and B*. Some events $(AB)_{del}$ are also events $(ABC)_{del}$ and are caused essentially by a meson traversing the three trays by chance within the delayed interval. The events $(ABC)_{del}$ are also recorded and enable us to disregard most of the chance $(AB)_{del}$.

It will be noticed that A and B have two functions: (i) detecting the passage of the primary meson and (ii) detecting the passage of a decay electron. Because of the counter dead time, only those decay electrons will be detected which pass through a different counter from that traversed by the meson. This decrease in the effective sensitivity of tray B would be serious if the meson absorber (i.e., the «source» of decay electrons) were placed very close to B; a favorable position of the source (4.1 cm below B) was determined graphically.

The results are summarized in the Table.

*The absorber for the decay particles, when placed between A and B, produces a negligible change in the number of mesons stopped in the graphite below B, so that the strength of the «source» of decay electrons is sensibly constant as indicated by the rate $(B)_{del} + (C)_{del}$.

The interpretation of an electron absorption curve is made difficult by the inherent presence of scattering and radiation, and, in our experiment in particular, by the low intensity and «poor geometry». Nevertheless, the following conclusions can be drawn.

Table

Absorber thickness	Total thick-ness* (g/cm^2)	Hours of obser-vation	$(B)_{del}$ (counts)	$(C)_{del}$ (counts)	$(AB)_{del}$ (counts)	$(ABC)_{del}$ (counts)	$(B)_{del} + (C)_{del}$ (counts per hour)	$(AB)_{del} - (ABC)_{del}$ (counts per hour)
No absorber	4.2	212	840	1856	176	6	12.7 ± 0.3	0.80 ± 0.06
5.1 g/cm^2 C	9.3	67	246	588	38	2	12.4 ± 0.4	0.54 ± 0.09
13.7 g/cm^2 C	17.9	142	695	1301	30	6	14.1 ± 0.3	0.17 ± 0.04
16.2 g/cm^2 C	20.4	250	1009	2073	31	6	12.3 ± 0.3	0.10 ± 0.02
16.2 g/cm^2 C + + 2.7 g/cm^2 Fe	23.1	158	683	1373	12	3	13.0 ± 0.3	0.06 ± 0.02
96.5 g/cm^2 Pb + + 5.8 g/cm^2 Fe (control run)	106.5	158	637	1494	2	2	13.5 ± 0.3	0 in 158 h**

*To the absorber thickness has been added the thickness of counter walls (2.1 g/cm^2 Cu) and half the thickness of the graphite source (2.1 g/cm^2 C).

**The computed casual rate is about 0.003 per hour.

Let us assume first that the energy of the decay electrons is always 25 MeV. The maximum range of a 25 MeV electron (defined as $\int_0^{25\text{ MeV}} \frac{dE}{-(dE/dx)_{\text{ion}}}$, where $(dE/dx)_{\text{ion}}$ is the rate of energy loss in $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ due only to non-radiative collisions) is estimated [2,6] to be 15 g/cm^2 in carbon. Now we have calculated (cf. reference 2) that less than 0.03 count per hour can be due to radiation from 25 MeV electrons in our arrangement. Consequently, it may be seen from the Table that at least a substantial fraction of the electrons must have a range greater than 15 g/cm^2 of carbon. Therefore, we conclude that there are decay electrons having energies greater than 25 MeV and therefore that the 2-particle decay process (Eq.(1)), with a *unique* energy of about 25 MeV for the decay electron, is incompatible with our results.

We observe, however, that a *maximum* energy of about 50 MeV for the decay electrons would be consistent with the data of the Table.

National Research Council of Canada,
Chalk River Laboratory
Chalk River, Ontario, Canada

July 26, 1948

REFERENCES

1. *Conversi M., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.874.
2. *Bethe H., Heitler W.* // Proc. Roy. Soc. A, 1944, vol.146, p.83.
3. *Anderson C.D., Adams R.V., Lloyd P.E., Rau R.R.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.724; *Adams R.V., Anderson C.D., Lloyd P.E., Rau R.R., Saxena R.C.* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.334.
4. *Chang W.Y.* // Reported at the Am. Phys. Soc. Washington Meeting, April 1948; *Retallack J.G.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.921; *Fowler E.C., Cool R.L., Street J.C.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.101; *Zar J.L., Hershkowitz J., Berezin E.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.111.
5. *Klein O.* // Nature, 1948, vol.161, p.897; *Wheeler J.A.* // Reported at the Am. Phys. Soc. Washington Meeting, April, 1948.
6. *Fermi E.* // Phys. Rev., 1940, vol.57, p.485; *Wick G.C.* // Ric. Scient., 1941, vol.12, p.858; *Halpern O., Hall H.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.477.

FLUCTUATIONS OF IONIZATION AND LOW ENERGY BETA SPECTRA*

In collaboration with D.H.W.Kirkwood, G.C.Hanna

Using an (n, γ) reaction in the Chalk River heavy water pile, we have prepared the nuclide ^{37}Ar, which is known to decay by K capture without emission of positrons [1]. ^{37}Ar was introduced inside various proportional counters filled with a mixture of argon and methane; usually, though not always, 39 cm Ar + 12 cm CH_4 were used. The cathode diameters, wire diameters, and effective lengths of two typical counters, 1 and 2, were, respectively, 4.67 cm, 0.0047 cm, 19.7 cm for No.1 and 1.76 cm, 0.0047 cm, 6.9 cm for No.2. The counters were connected to a linear amplifier, the output of which was fed either into a discriminator or into a 30-channel pulse analyzer. A typical differential curve is shown in Fig.1, obtained with counter 1 working at 2,520 volts. The noise was equivalent to 4,500 pair of ions and the multiplication factor in this run was about 10^4. The curve is shown by a broken line below channel 2, because the effective width of channel 1 is not accurately known. The main peak corresponds to an energy of about 2,800 eV, the binding energy of a K electron in the ^{37}Cl atom. Since the Auger electron yield [2] for the K shell is about 90 per cent, about 90 per cent of the K-capture processes result in the emission of soft radiations dissipating the full 2,800 eV in the counter.

The low energy peak corresponds to about 200 eV, as was determined by runs at higher over-all gain. This is approximately the energy of ionization of the L shell. We believe that the following two mechanisms contribute in a comparable extent to the low energy peak: (a) Nuclear K-capture processes resulting in the K–α–X-radiation being emitted by the ^{37}Cl atom and not being absorbed in the counter. In such processes a photon of about 2,600 eV would escape from the counter, while the remaining energy corresponding to the ionization of the L shell would be dissipated in the counter. (b) Nuclear absorption of an L electron, the so-called L capture, which has been discussed in the literature but not yet observed experimentally [3]. While we plan to discuss in the near future the quantitative aspects of this question, we wish to turn now to the main peak.

1. While the main peak cut-off is very sharp on the high energy side, there is a «tail» on the other side. That this is partly due to the end effects of the counter, resulting in a small value of the multiplication factor near the end, has been shown by a few runs recently obtained with a counter (3) having a ratio of length to diameter three times as great as the one used in the run illustrated in Fig.1. With counter 3 the cut-off on the low energy side is sharper.

2. That the mean energy necessary for an electron to produce a pair of ions is approximately independent of the electron energy was confirmed by experiments in

*Phys. Rev., 1948, vol.74, p.497.

which the *K*–α–*X*-ray lines of copper were made to fall upon the counter. Although there was a wide distribution of pulses as a result of wall effects, the maximum size, caused by the full energy content of the copper *K*–α-quantum (about 8,000 eV) could be measured on an oscilloscope. The ratio of this maximum pulse size to the main ^{37}Ar pulse size was 2.8 ≈ 8,000/2,800. It is clear that ^{37}Ar can provide an ideal «calibration line» for the proportional counter investigation of low energy beta-spectra such as that of H^3.

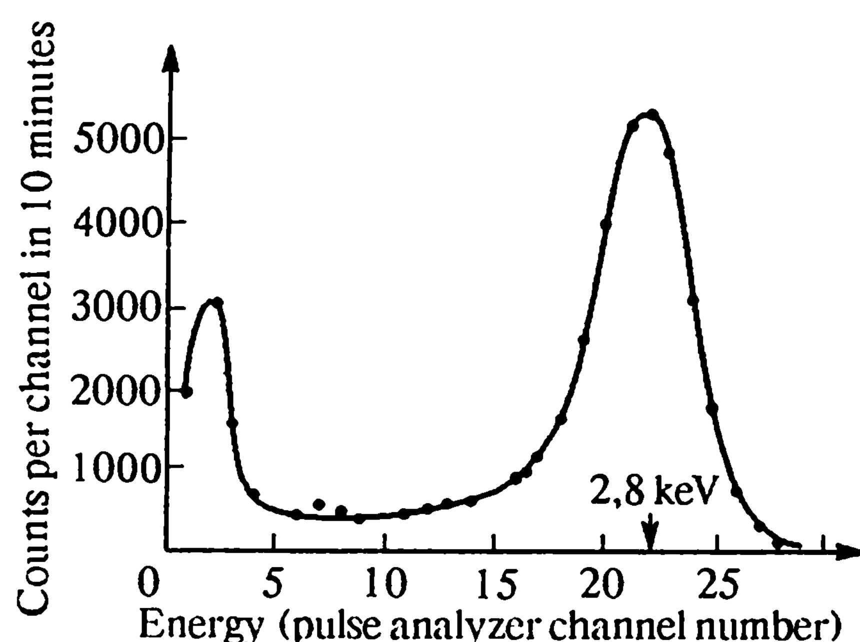


Fig.1

3. The width at 60.7 per cent of the peak for the 2,800 eV line is about 18 per cent as determined in various runs. This corresponds to an observed standard deviation of the pulse size of ± 9 per cent. Yet the mean number of pairs of ions produced by a 2,800 eV electron is about 100, and if we assume that the variance of the number of ionizations is equal to the number of ion pairs produced, then we would expect to observe a standard deviation for the pulse size equal to $\pm (2 \cdot 100)^{1/2}/100 = \pm 14$ per cent*, i.e., definitely greater than the observed value. In fact, according to a theoretical estimate [4] of Fano, the variance of the number of ionizations is expected to be substantially smaller than that governed by a Poisson distribution. Our measurements show that in our Ar + CH_4 mixture such a variance must be at least 2.4 times smaller; this value is obtained on the assumption that the only cause of spread in the peak is of a statistical nature. Such an assumption, under certain conditions, is justified in a proportional counter because of the negligible value of the noise in comparison with a signal produced by only a few pair of ions. It is this feature which has made possible the study of the fluctuations in the number of ionizations; in a pulse chamber without gas amplification, the minimum detectable pulse corresponds to such a great number of ion pairs that the spread in pulse size caused by fluctuations of ionization would be masked by instrumental spread.

In conclusion we wish to point out that the technique of the proportional counter at high multiplication factor should be useful not only in beta-ray problems such as orbital electron capture and continuous beta-spectra at low energy, but also in *X*-ray applications such as measurements of fluorescence yields.

National Research Council, Chalk River Laboratory
Chalk River, Ontario, Canada

June 29, 1948

---

*The factor 2 arises from the variance introduced by the multiplication process in the counter (Snyder Y.S. // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.181); also «Statistics of multiplicative processes», an as yet unpiblished paper by O.R Frisch.

REFERENCES

1. *Weimer P.K., Kurbatov J.D., Pool M.L.* // Phys. Rev., 1944, vol.66, p.209.
2. *Compton A.N., Allison S.K.* *X* Rays in Theory and Experiment. N.Y.: D.Van Nostrand Company, Inc., 1935, p.477.
3. *Marshak R.E.* // Phys. Rev., 1942, vol.61, p.431;
   Segre E. // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.274;
   Bouchez R., Daudel R., Daudel P., Muzart R. // J. de Phys. et Rad., 1947, vol.8, p.336.
4. *Fano U.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.26.

THE NEUTRINO AND THE RECOIL OF NUCLEI IN BETA DISINTEGRATIONS*

1. Introduction

A great deal of work on the recoil of nuclei in radioactive transformations has been done in the development of classical radioactivity. Most of this work, however, referred to α disintegrations; because the mass of an α particle is much higher than the mass of a β particle, the energy of the recoil nucleus in α disintegrations is several orders of magnitudes higher than the energy of the recoil nucleus in β disintegrations. For example, when radium *A* disintegrates by emission of an α particle, the recoil nucleus radium *B* acquires an energy of 110,000 eV, equal to about 2% of the energy of the α particle. When radium *B* disintegrates by emission of a β particle, the recoil nucleus radium *C* acquires only an energy of 0.4 eV.

In 1909, Hahn and Meitner (1909) introduced the recoil method of radioactive analysis. They found that a negatively charged plate, placed near a plate coated with radioactive elements, became radioactive, by collecting the recoil atoms, and this is today the basis for the preparation of active deposit sources. The method has since been used with great success in preparing actinium C'' and thorium C'' in a pure state from actinium *C* and thorium *C*, and in many other researches, which are described in textbooks of classical radioactivity (e.g., Rutherford, Chadwick and Ellis, 1930). In addition the properties of the recoil atoms from α and β disintegrations were studied extensively. Some of these properties, such as range and charge of α recoils are reasonably well established. As for the recoil atoms in a β transformation, some conflicting results were obtained, which are described by Rutherford, Chadwick and Ellis (1930).

We may summarize by stating that:

(i) The recoil atom, when coming from a coated surface, is usually uncharged.

(ii) The efficiency in the collection of β recoils is much smaller (only a few per cent) than in the case of α recoils, and even in a good vacuum depends greatly on the purity of the radioactive film and the surface properties of its support.

(iii) The velocity of the recoil atoms is so low that they are often reflected from the receiving surface: in fact the efficiency of collection may increase by one order of magnitude when the collecting surface is maintained at a low temperature.

In this report, however, we are not concerned with the properties of recoils due to β disintegrations as such. Rather, we plan to give an account of those aspects of the subject which have a direct bearing on the understanding of the β-ray process itself and on the main assumption of the β-ray theory, the neutrino hypothesis. Experimental work to this end has been carried out fairly recently and it is the aim of this paper to report the progress obtained so far.

---

*In: Reports on Progress in Physics. London: The Physical Society, 1948, vol.11, p.32—42.

2. The Fundamental Assumption of the β-Ray Theory

It will be useful to recall briefly the main experimental facts of β disintegration:

(i) In a β transition, the atomic number Z of the nucleus changes by one unit while the mass number remains unchanged. Since the angular momentum of a nucleus is an integer or half integer, according as its mass number is even or odd, a consequence of this is that the difference in the angular moments of the nuclei Z and $Z \pm 1$ must be an integral number of units of $h/2\pi$. This fact cannot be explained if the β process consists of the emission of only one particle, the electron, having spin 1/2.

(ii) The β spectrum is continuous, while the parent and the daughter states correspond to well defined energy values of the nuclei Z and $Z \pm 1$.

(iii) The difference in energy between the initial and final states of the nucleus involved in a β transition is equal to the upper energy limit of the continuous spectrum. Calorimetric measurements (Ellis and Wooster, 1927; Meitner and Orthmann, 1930; Lecoin and Zlotowski, 1939) have shown that the difference between the upper energy and the average energy of the spectrum is not emitted in any form which is absorbed in a calorimeter designed to absorb radiations as penetrating as γ rays.

These facts can be reconciled only with one of the following alternative assumptions:

(a) The laws of conservation of energy and of spin do not hold in a single β process.

(b) The laws of conservation of energy and of spin are valid, but a new hypothetical particle having zero charge and spin 1/2, the neutrino, is emitted together with a β particle, in such a way that the energy available in the β transition is shared between the β particle and the neutrino. In a β transition, consisting of the capture of an orbital electron by a nucleus, the neutrino emitted would have a well-defined energy corresponding to the fact that the bound electron has a discrete energy.

On the basis of the latter assumption, made by Pauli in 1931, Fermi (1934) has developed a consistent and quantitative theory of the β decay which accounts for the essential features of the β process.

The physical properties of the neutrino were assigned to it at the same time as its existence was postulated, in order to explain the fundamental facts mentioned above. These properties are zero charge, spin 1/2, and small magnetic moment. The value of the mass which is zero, or at least small in comparison with the electron mass, was assigned to the hypothetical particle in order to explain the shape of the continuous β-ray spectra on the basis of Fermi's theory, and also is required by other recent evidence (Lyman, 1939).

We shall see later that experiments on recoils of nuclei in β decay can give direct information, in principle, on the mass of the neutrino. Concluding these introductory remarks we can state that Fermi's theory has been very successful in explaining the experimental facts, on the basis of the neutrino hypothesis. The neutrino hypothesis is consequently strongly supported. The evidence for the existence of the neutrino, however, is very indirect. It was suggested by many physicists that experiments on the recoil of the nuclei in β decay might confirm in a decisive way the existence of

neutrinos. As will be shown below, however, experiments of this type can only either *disprove* the neutrino hypothesis or *increase* the «indirect» evidence for the existence of the neutrino (and at the same time give important information on the β decay): a «direct» proof of the neutrino existence, *different in character* from the evidence already available, cannot be obtained by recoil experiments.

3. The Interpretation of Experiments on Nuclear Recoil in β Decay on the Basis of the Neutrino Hypothesis

In the considerations which follow immediately we shall admit that the law of conservation of energy is valid, i.e., we shall admit the existence of the neutrino according to the alternative (b) mentioned above.

Let us consider a single β disintegration, consisting of the emission of a β particle and of a neutrino. The energy of the β particle E_β under consideration may be measured. The energy of the neutrino E_ν associated with the β particle is then known, provided one knows the energy E_{max} of the upper limit of the β spectrum: $E_\nu = E_{max} - E_\beta$. The momentum of the neutrino p_ν is related to its energy by the well known relativistic formula

$$p_\nu^2 c^2 = E_\nu^2 + 2E_\nu \mu_\nu c^2,$$

where μ_ν is the neutrino mass.

The momentum of the neutrino, on the other hand, is known if the momenta of the recoil nucleus and of the β particle are measured, in magnitude and direction, since the resultant of the momenta of the three particles must be zero. We can see then that the value of μ_ν can be obtained, at least in principle, by experiments on recoils of nuclei in β decay. It should be noticed that a constant value of μ_ν should result from observations on a β particle and associated recoil, independently of the energy of the β particles. An experiment of this type, when performed with sufficient accuracy, would give the maximum information which can be obtained by investigating recoils of nuclei in β decay. It will be useful here to mention specifically all the information which could be obtained by a sufficiently accurate experiment.

(i) A recoil experiment is capable of demonstrating whether the resultant of the momenta of the β particle and of the recoil nucleus is zero. In the event of this resultant being found to be zero, the neutrino hypothesis should be abandoned, since it would be unsatisfactory to abandon the fundamental law of the conservation of linear momentum in order to hold to the neutrino hypothesis. On the other hand, if the resultant of the momenta of the β particle and of the nuclear recoil is different from zero, the law of the conservation of linear momentum would require that a third particle (the neutrino) participate in the β process. We shall see below that actually the experiments performed point to the non-conservation of linear momentum of the β particle and of the recoil nucleus. In connection with the alternative (b), it will be

possible to conclude, by these experiments, that not only the conservation of spin and of energy, but also the conservation of linear momentum, requires the existence of the neutrino.

(ii) Recoil experiments, as indicated above, permit in principle the determination of μ_v. Should the value of μ_v turn out to vary as different energies of the β particle are involved, this should be a conclusive proof against the neutrino hypothesis. The difficulty in obtaining significant information on the mass problem, however, is so great, that this point has not yet been cleared and it is doubtful whether it will ever be by such experiments.

(iii) Recoil experiments are capable of giving information on the angle between the directions of emission of the neutrino and the β particle. The angular distribution is related in turn to the form of the interaction (Bloch and Møller, 1935; Hebb, 1938) between the heavy particle and the electron-neutrino field. Information obtained on this point until now is only of a qualitative nature; it indicates that the electron and the neutrino are emitted with a positive value of the average cosine of their emission directions.

4. Leipunski's Experiments

The first recoil experiment on the neutrino problem was performed by Leipunski (1936). Leipunski's paper is very brief and the description of the apparatus is not given in detail, probably because the writer intended to perform more quantitative experiments at a later time. Leipunski used as a radioactive source ^{11}C, a radio-element emitting positrons with a half-period of 21 minutes, produced in the reaction $^{10}B + ^2H \rightarrow ^{11}C + n_0^1$. The radioactive carbon was adsorbed in the form of ^{11}CO, or $^{11}CO_2$ on a flat metal disc cooled by liquid air. The analysis of the recoils was limited to the small fraction of the recoil ions which were positively charged. The positive recoil ions were analysed by means of a retarding field between the cooled disc supporting ^{11}C and a grid. The detection, which presents probably the most serious difficulty in experiments with recoils, was effected by using the property of low energy ions of ejecting electrons on striking a metal surface. This property, incidentally, was later used by Allen (1942) in his experiments. The ions having passed the analysing grid mentioned above, were accelerated by 5,000 eV placed between the grid and a metallic plate, on striking which they liberated secondary electrons. These electrons were accelerated and attracted into a thin-window Geiger counter. By measuring the number of discharges of the counter as a function of the analysing retarding voltage X of the grid, Leipunski was able to plot a curve showing the integral distribution in energy of the recoils, i.e., showing the number of recoils having an energy higher than X.

Leipunski's experiment is extremely qualitative, as he himself points out due to the very serious experimental difficulties introducing systematic errors and to the lack of statistical accuracy. However, he was able to compare his experimental curve with the curve which can be calculated from the β spectrum assuming the conservation of

the momentum of the recoil nucleus and the associated β particle (no neutrino). The experimental curve shows an energy of recoils considerably greater than would have been expected without neutrinos. Thus Leipunski's experiment for the first time indicated that the law of the conservation of momentum, in addition to the laws of conservation of energy and of spin, can be maintained only if a third particle participates in the process

The greatest difficulty in improving the accuracy of Leipunski's work would arise from the interpretation of experiments in which the radioactive source is «supported» (as opposed to the experiments in which the radioactive source is a gas).

5. The Experiments of Crane and Halpern

Crane and Halpern (1938, 1939) used a gaseous compound as a source and a cloud chamber for the observation of the β particles and of the recoils. ^{38}Cl was used because of its convenient lifetime of 37 minutes, of the high upper energy of the β spectrum emitted, and of its relatively low atomic weight. The difficulty in such a scheme is that the length of track made by the recoil nucleus is very short even in a low-pressure Wilson chamber, although the recoil of the nucleus is expected to produce a number of ion pairs. Crane and Halpern overcame this difficulty by allowing the ions to diffuse into a cluster several millimetres in diameter before the alcohol vapour was made to condense upon them. In this way they were able to count the number of individual droplets. This was accomplished by removing the clearing electric field a fraction of a second before the expansion. By applying a magnetic field to the chamber, it was possible in this way to measure at the same time the momentum of the electron and the number of droplets produced by the recoil in *each individual β disintegration.*

By using their beautiful cloud chamber technique, Crane and Halpern obtained a few dozen photographs, capable of being analysed, and yielding the momentum of the β particle and the number of droplets produced by the associated recoil. Electrons having energies smaller than 1 MeV were disregarded in the selection of the pictures for analysis, for the following reason. The ^{38}Cl β spectrum consists of two components, one associated with a γ radiation and having a β spectrum of upper energy about 1 MeV, and the other, not accompanied by γ radiation, having a β upper energy of about 5 MeV. Because of their possible association with a γ radiation, the electrons of low energy must be disregarded in an experiment aimed to give information on the neutrino problem.

The relation between the number of droplets and the energy of the recoil atom, unfortunately, is completely unknown. However, an important conclusion is obtained from the experiment, even without making detailed assumptions on the relation between the energy of the recoil and the number of droplets produced. In fact, Crane and Halpern, as illustrated in Fig.1, found that recoils producing a large number of droplets are associated with β particles of low momentum as often as they are with β particles of high momentum. This fact shows that the momentum *is not conserved between the electron and the recoil nucleus.*

The experiment would be capable of throwing light on the problem of the angular distribution between electrons and neutrinos, were the relation between the number of droplets and the energy of the recoil is known. One would know then the energies of the three particles participating in a single β process, and consequently solve for the angle φ between the emission directions of the electron and of the neutrino. In absence of a better relation*, Crane and Halpern assumed that the energy of the recoil atoms is proportional to the number of droplets produced. In addition, they normalized their energy scale by considering a particular β-decay process, that they were fortunately able to photograph, in which the β particle is emitted with practically the total maximum energy of the spectrum (this process corresponds to the point of momentum 11 *mc* in the diagram of Fig.1). In this case the energy of the recoil atom is known, since the neutrino has no energy and its direction consequently is immaterial. Crane and Halpern were able to obtain in this way the angular distribution of the directions of the neutrino and electron, and compare their observed distribution with the theoretical predictions of Fermi (1934) and of Konopinski and Uhlenbeck (1935).

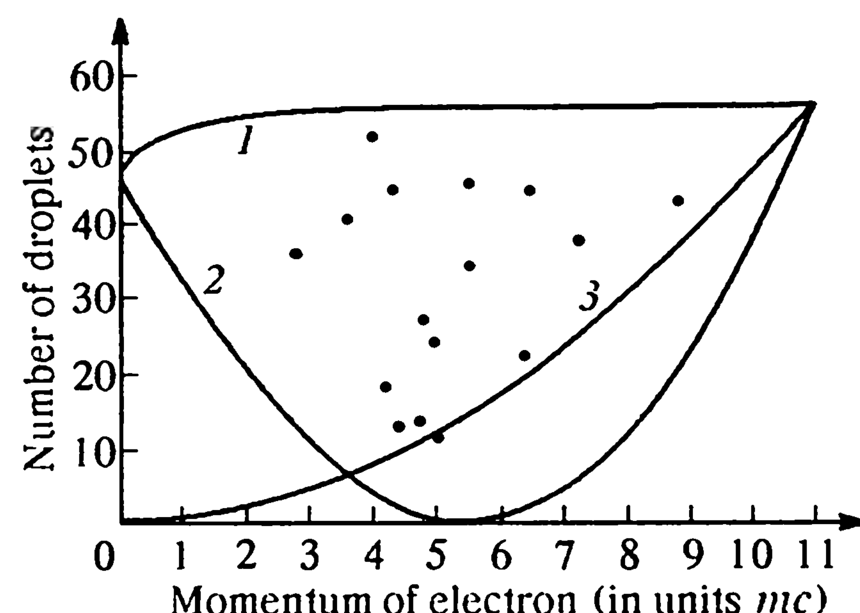


Fig.1. Plot of the number of droplets in the cluster against the momentum of the emitted beta-particle. Each point in the diagram represents an individual disintegration, and the number of droplets in each cluster has been corrected for the number of droplets which is due to the escaping betaparticle, so that the number plotted represents only those due to the recoil atom. The curves shown have been calculated for the two limiting cases, (*1*) that in which the electron and neutrino escape in the same direction and (2) that in which they escape in opposite directions. Curve (*3*) shows what we should expect if momentum were conserved between the beta-particle and the nucleus (no neutrino) (Reproduced, by kind permission, from the 'Physical Review'.)

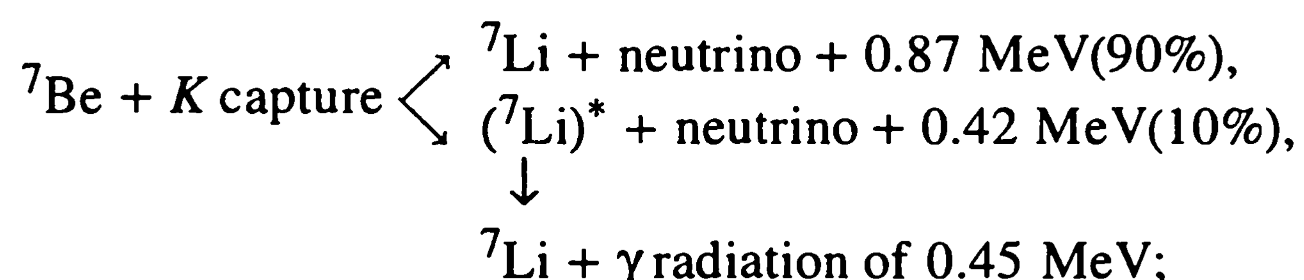
According to Fermi's form of interaction of the heavy particle with the neutrino field (Bloch and Møller, 1935; Hebb, 1938) the probability that the neutrino will be emitted at an angle φ with the direction of the electron within the solid angle $d\Omega$ is $\frac{1}{4\pi}\left(1+\frac{v}{c}\cos\phi\right)d\Omega$, whereas this probability is $\frac{1}{4\pi}\left(1-\frac{v}{c}\cos\phi\right)d\Omega$ according to the K.U. form of interaction (v is here the velocity of the electron). The experiments tend to show a better agreement with Fermi's predictions. However, the evidence is very slight, in view of the considerable possible errors and the small number of single β processes studied.

*For a discussion of the problem see Crane and Halpern (1938, 1939), and Wertenstein (1938). Crane and Halpern have given evidence that a considerable number of droplets by recoils are due to the dissociation of gas molecules in addition to the ionization.

6. The Experiments of Allen

The work of Allen (1942) is characterized by new and interesting features. First, he used a secondary-emission multiplier in order to detect recoils and, secondly, he made use of a radioactive source, ^{7}Be, decaying by K capture rather than by β-ray emission (the use of ^{7}Be in recoil experiments was first suggested by Kang Chang Wang (1942)). Since the K-capture decay is not complicated by emission of electrons, the very existence of a nuclear recoil would be in contradiction with the law of the conservation of the momentum, unless the neutrino participates in the process. It should be noticed that neutrinos emitted in a K-capture process are mono-kinetic, so that the measurement of the energy of the recoil, if accurate enough, would yield directly the mass of the neutrino, provided the energy liberated in the reaction (i.e., almost exactly the neutrino energy) is known.

The reactions involved are



$$^7\text{Be} + K\,\text{capture} \begin{cases} \nearrow\ ^7\text{Li} + \text{neutrino} + 0.87\ \text{MeV}(90\%), \\ \searrow\ (^7\text{Li})^* + \text{neutrino} + 0.42\ \text{MeV}(10\%), \\ \qquad \downarrow \\ \quad\ ^7\text{Li} + \gamma\,\text{radiation of } 0.45\ \text{MeV}; \end{cases}$$

the ^{7}Be was prepared by the bombardment of lithium by deuterons. ^{7}Be was deposited on a platinum foil by means of a special evaporation technique. Although the platinum foil was subsequently heated in a vacuum at a temperature of about 1,450 °C. for several hours, with a considerable amount of platinum evaporation, practically no activity was lost. This fact, showing that the radioactive atoms diffused inside the platinum support, was expected to result in a continuous energy distribution of recoils from the source. This, and the adsorption of a gas layer on the surface of the source, i.e., the impossibility of obtaining a truly thin source from a solid support, makes the interpretation of the experiment quite difficult.

It was found that a considerable gain in the intensity detected by the multiplier was obtained by accelerating the ions before the application of the analysing retarding field. Consequently, the ions were accelerated from the source to a grid by 176 volts and subsequently retarded by 176 volts plus the retarding analysing voltage. By plotting the number of pulses of the multiplier as function of the analysing voltage, it is possible to determine the maximum energy of the recoils. This maximum energy was found to vary according to the «history» of the source-supporting platinum strip. It was found, for example, that the maximum energy of the recoils was 47 eV, when the measurements were made one hour after heating the source, and 41 eV when the measurements were made two hours after heating the source. By studying in detail this fact it was possible to apply a correction to the results and the maximum energy of the recoils was found to be about 48 eV.

The observed recoils are not due to the emission of the 0.45-MeV γ radiation, since their value, 48 eV, is definitely higher than the value 15.6 eV which would correspond to the γ recoils. As a further check Allen showed that there were no coincidences between the recoils and the γ radiation emitted by the source.

It is evident from the very existence of fairly energetic recoils that the law of the conservation of momentum does not hold unless the neutrino is assumed to participate in the K-capture process. As for the value of the recoil energy, about 48 eV, we may compare it with the value of 58 eV, which may be calculated assuming zero mass of the neutrino and 0.87 MeV for the energy given to the neutrino. The difference of about 10 eV, according to Allen, is due to the loss of energy of the recoil ions in passing through the gas layer of the surface of the source, and also to the work function of the platinum strip. The accuracy of these experiments is obviously not sufficient to obtain information on the mass of the neutrino, in fact the value of the recoil energy would be lowered only by 1 eV if the mass of the neutrino were assumed to be 1/5 of the electron mass (this value being the upper limit for the neutrino mass as required by β-spectra evidence) instead of zero.

7. The Experiment of Jacobsen and Kofoed-Hansen

The method of Jacobsen and Kofoed-Hansen (1945) is essentially different from the previous methods. The Danish physicists pointed out that for the quantitative determination of the recoil energy, it is rather essential that the radioactive source be a *gas at a pressure so low that the mean free path is large compared with the dimensions of the apparatus*. It is thus certain that the recoil atoms will be charged, and their recoil energy can be determined by a retarding field. The gas must also be mono-atomic in order to avoid the possibility of the recoil atom sharing its energy with the other atom or atoms of a molecule.

They observed, in addition, that the problem of the detection would be simplified if the daughter substance formed in the decay (i.e., the recoil nucleus itself) was radioactive, because the radioactivity collected as a function of a retarding field would provide an easy method of measuring the recoil energy.

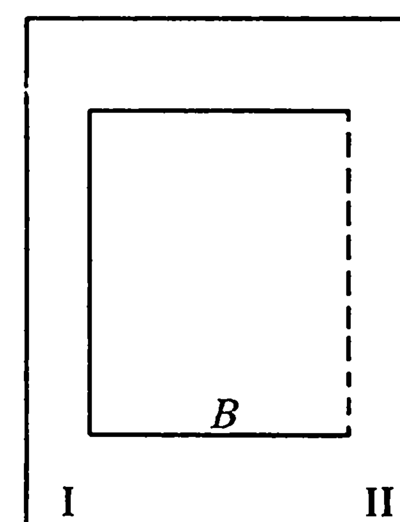


Fig.2. (Reproduced, by kind permissions, from the «Matematisk-Fysiske Meddelelser af Det Kongelig Danske Videnskabernes Selskab».)

Among the noble gases produced in uranium fission, it is to be expected that one will fulfil the above requirements, since fission fragments give rise to series of radioactive elements. In fact, the Danish physicists used ^{88}Kr, a radio-element having a lifetime of about 2—7 hours produced in uranium fission, as a gaseous source introduced into an apparatus kept at a pressure of 10^{-3} to 10^{-4} mm Hg. The daughter substance, ^{88}Rb, is radioactive with a period of about 18 minutes. By selecting convenient times of irradiation, they were able to collect ^{88}Rb practically pure as active deposit. The principle of the experiment is shown in Fig.2.

A square metal box B, with one end consisting of a wire gauze was introduced into a vessel containing the radio-element ^{88}Kr, produced by fission. The two metal

plates I and II are kept at a positive potential X relative to the box and are at equal distances from the wire gauze and the opposite end of the box. After ^{88}Kr was kept in the box for a convenient time, the activities (due to ^{88}Rb) of plates I and II were measured. The difference between the activities of I and II is due to those recoils which start from the interior of the box and are capable of overcoming the potential difference X. By varying X, it is then possible to measure the energy distribution (integral) of the recoils, since the difference in activities of the two plates I and II is proportional to the number of recoil atoms with energy higher than X. In Fig.3*a*, the activities of the two collecting plates (actually the activities of two aluminium foils attached to the inner side of plates I and II were measured) are plotted as a function of the retarding potential. Figure 3*b* shows the difference between the curves in Fig.3*a*, the difference at zero voltage being taken as unity. The ordinate of Fig.3*b* is then the fraction of recoil atoms, starting from the interior of the box, which have sufficient energy to overcome the potential difference X.

It will be useful now to discuss the characteristics of the method. While the advantages of the method are considerable, some difficulties remain, as pointed out

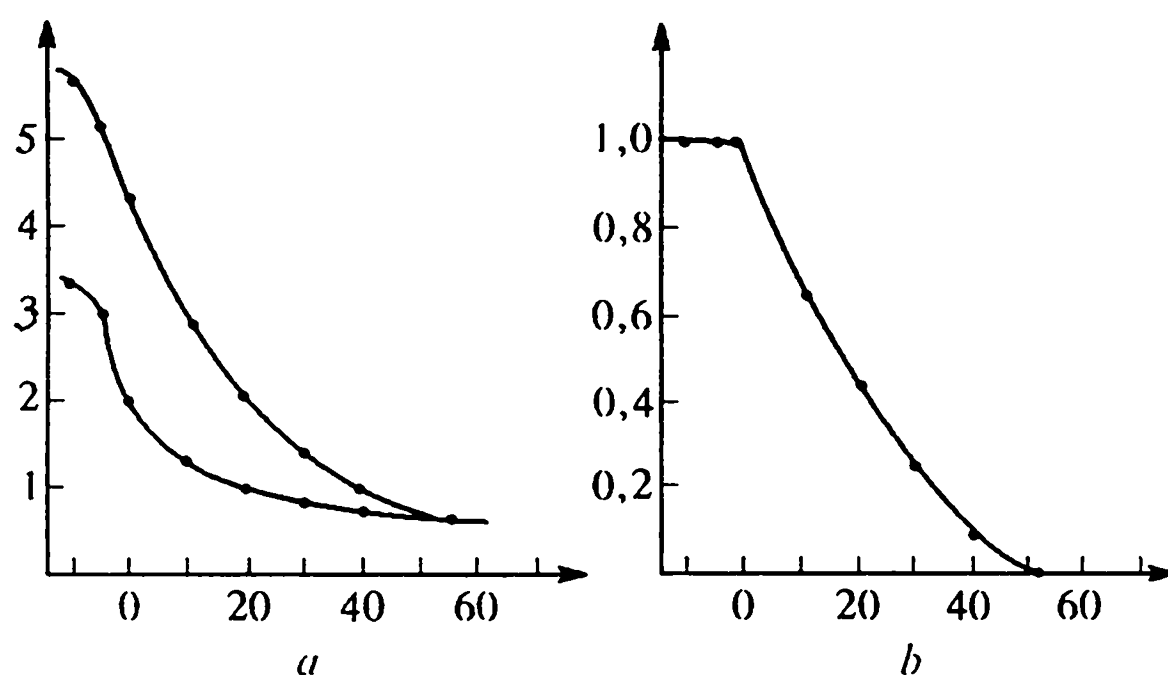


Fig.3. Abscissa: retarding potential X in volts. Ordinate: *a* — activities of collecting foils; *b* — fraction of recoil atoms with energy greater than X (Reproduced by kind permission, from the «Matematisk-Fysiske Meddelelser af Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab».)

by the authors. Thus the method does not give the energy of the recoil in a single β process together with the energy of the associated β particle; it permits only the comparison of the energy distribution of the β particles with that of the recoil nuclei.

Again, let us suppose that a recoil of energy eX eV is emitted at an angle ϕ with the direction of the retarding electric field due to the potential difference X volts between the gauze and the plate. The recoil will be just collected only if ϕ is zero, while all the recoils emitted at an inclination $\phi > 0$ with the electric field will not be collected. This results in a very high correction which should be applied to the curves of Fig.3*b*. The authors, however, in discussing in detail this point, arrived at the conclusion that it is not worth-while to apply this large correction because of the uncertainties affecting its evaluation. Rather it is sufficient to keep in mind that:

(a) The geometrical effect in question will not affect the *upper limit* for the energy of the recoil atoms as determined in curves such as that of Fig.3*b*;

(b) The *true* integral energy distribution of the recoil atoms will be given by a curve which, in Fig.3*b*, would lie anywhere *above* the measured points. With these points in mind it is possible to interpret the experiments as follows.

First, the observed maximum energy of the recoils is 51.5 eV, with an accuracy of about 1% in very good agreement with the value of about 50 eV which can be calculated from the approximate knowledge of the maximum energy (2.4 MeV) of the β spectrum. From this agreement one can deduce the fact, which has usually been assumed without much experimental evidence, that, apart from the rest mass of the electron and of the neutrino, the energy released in a β disintegration is determined by the upper limit of the β spectrum.

Second, by comparing the «observed» integral distribution in energy of the recoils (curve of Fig.3*b*) with the curve giving the distribution of the recoil energies which might be expected if only electrons were emitted, one finds that the actual number of recoil atoms with energies near the upper limit is much larger than can be accounted for, assuming the laws of conservation of energy and momentum and emission of electrons only (no neutrino).

Third, once the existence of the neutrino is assumed, some deduction may be made regarding the angular distribution of the neutrino and electron. The observed distribution may be compared with the distribution which can be expected theoretically by assuming various angular distribution laws and consequently various forms of interaction between the heavy particle and the neutrino field. It is found that the neutrino and electron tend to go in the same direction, although the accuracy is certainly not sufficient to determine actually the angular distribution law.

8. Conclusion

We can summarize by stating first that all the experiments performed until now have shown that the momentum is not conserved in a β disintegration, unless the neutrino participates in the process. As for the angular distribution of the electron and neutrino directions, some indication was found pointing to a tendency for the two particles to go in the same direction, in agreement with the original Fermi form of interaction between the heavy particle and the neutrino field; although this evidence is not very strong, it is supported by completely independent evidence (e.g., Konopinski (1943)) obtained by the study of β spectra, according to which Fermi's interaction is preferable to the Konopinski and Uhlenbeck interaction. This most interesting point will probably be solved in the future with definite results by recoil experiments, which are a very powerful tool to investigate this particular problem.

As for the mass of the neutrino, no value was obtained by recoil experiments and it is doubtful whether future experiments will be able to yield information on this point.

In future developments of recoil experiments, the most promising techniques are the use of secondary-emission multipliers as detectors of recoils and the use of a monoatomic gas at low pressure as a radioactive source. Among the radioactive sources of this type, two seem to be particularly interesting: one is ^{6}He, and the other is the «neutron gas». The neutron is expected to be radioactive with a period of about

20 minutes; the very intense beams of thermal neutrons provided by chain-reacting piles will probably give the possibility of studying the characteristics (angular distribution of the proton and electron emitted, etc.) of this fundamental β process, consisting of the transformation of a neutron into a proton.

Direct evidence for the existence of the neutrino, i.e., evidence different in character from that which arises, for example, from the existence of continuous β spectra, cannot be obtained by experiments on recoils. The only way of specific process produced by *free neutrinos*, i.e., a process produced by neutrinos after they have been emitted in a β disintegration. Inverse β transformations produced by neutrinos are processes of this type and certainly are produced by neutrinos, if neutrinos exist at all. They consist of the simultaneous absorption of a neutrino and emission of a β particle. It is clear, on thermodynamical grounds, that such processes must have an extremely low yield, since their inverse, the β process, is so unlikely. It has been currently stated in the literature (e.g., Bethe and Peierls, 1934), that, due to the low cross-section (about 10^{-42} cm^2), an inverse β process produced by neutrinos cannot be observed. This statement, however, seems to be too drastic. A method which might make it possible to observe β processes produced by neutrinos has been suggested by the author (1946).

National Research Council, Chalk River, Ontario

REFERENCES

1. *Allen J.S.* // Phys. Rev., 1942, vol.61, p.693.
2. *Bethe H.A., Peierls R.* // Nature, I934, vol.133, p.532.
3. *Bloch F., Møller C.* // Nature, I935, vol.136, p.911.
4. *Crane H.R., Halpern J.* // Phys. Rev., 1938, vol.53, p.789.
5. *Crane H.R., Halpern J.* // Phys. Rev., 1939, vol.56, p.232.
6. *Ellis C.D., Wooster W.A.* // Proc. Roy. Soc. A, 1927, vol.117, p.109.
7. *Fermi E.* // Z. Phys., I934, vol.88, p.161.
8. *Hahn O., Meitner L.* // Z. Phys., I909, vol.10, p.697.
9. *Hebb M.H.* // Physica, 1938, vol.5, p.701.
10. *Jacobsen J.C., Kofoed-Hansen O.* // Kgl. Danske Vid. Selsh. Mat.-Fys. Medd., 1945, vol.23, No.12.
11. *Kang Chang Wang* // Phys. Rev., I942, vol.61, p.97.
12. *Konopinski E.J.* // Rev. Mod. Phys., 1943, vol.15, p.209.
13. *Konopinski E.J., Uhlenbeck G.E.* // Phys. Rev., 1935, vol.48, p.7.
14. *Lecoin M., Zlotowski I.* // Nature, 1939, vol.144, p.440.
15. *Leipunski A.I.* // Proc. Camb. Phil. Soc., I936, vol.32, p.301.
16. *Lyman E.M.* // Phys. Rev., I939, vol.55, p.234.
17. *Meitner L., Orthmann W.* // Z. Phys., 1930, vol.60, p.143.
18. *Pontecorvo B.* // Nuclear Physics Conference, Montreal, Sept. 1946.
19. *Rutherford E., Chadwick J., Ellis C.D.* Radiations from Radioactive Substances. Cambridge: University Press, 1930.
20. *Wertenstein L.* // Phys. Rev., I938, vol.54, p.306.

SEARCH FOR GAMMA RADIATION IN THE 2.2-MICROSECOND MESON DECAY PROCESS*

In collaboration with E.P.Hincks

The meson decay process which is identified by a mean life of 2.2 microseconds [1] has been usually thought of as consisting of the emission of an electron and a single neutrino, as suggested by the well-known Yukawa explanation of the ordinary beta-process in nuclei. However, the Yukawa theory is at variance with the results of the experiment of Conversi, Pancini and Piccioni [2], and since there remains no strong justification for the electron-neutrino hypothesis [3], a direct experiment to test an alternative hypothesis — *that the decay process consists of the emission of an electron and a photon, each of about 50 MeV* — has been performed.

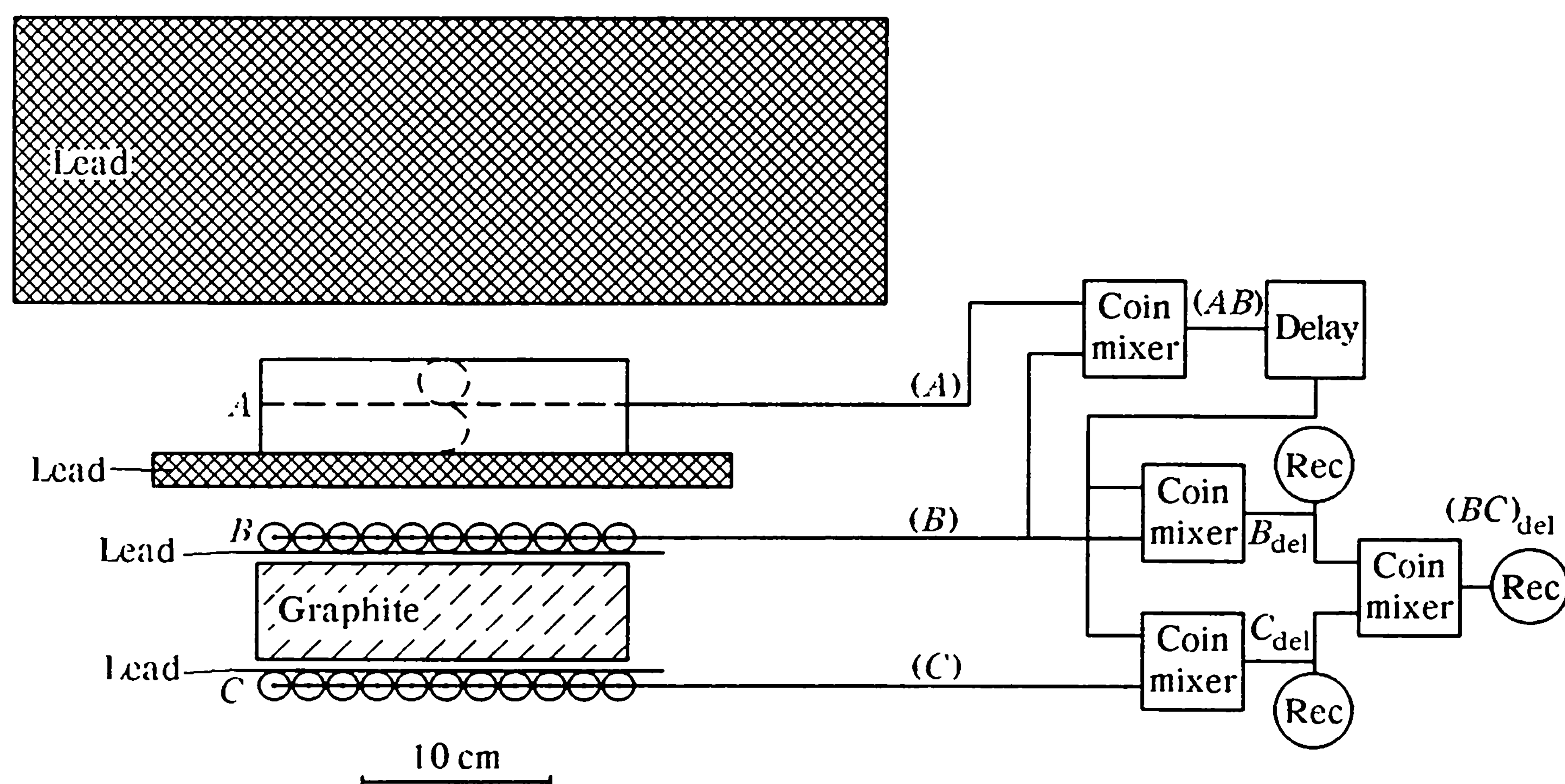


Fig.1. Arrangement of apparatus

The apparatus, illustrated in Fig.1, consists of three rows of Geiger—Müller counters, *A*, *B*, and *C*, each having an effective area of approximately 38 cm × 20 cm. Above *A* there are 15 cm of lead, and between *A* and *B*, 1.5 cm of lead. Mesons traversing *A* and *B*, and stopped in a graphite absorber 38 cm × 19 cm × 5 cm thick, produce decay electrons which may be detected in either *B* or *C*. Decay photons, if present, could also be detected in *B* or *C*, whose efficiency for gamma-radiation was increased by introducing 2.1 mm of lead between the graphite and both *B* and *C*. The twofold function of *B* — first, detection of the passage of a meson by a coincidence

*Phys. Rev., 1948, vol.73, p.257—258.

with A (event (AB)), and second, detection of a decay electron (or photon) following (AB) — is permitted by the circuit design. Although one of the eight counters of B (that through which the meson passed) is insensitive to the decay particle because of the long counter dead time, the use of B in this manner allows an advantageous geometry. The outputs of the three rows are mixed by circuits whose function is schematically shown in the diagram, and the following delayed events are finally recorded:

1. $(B)_{del}$; discharges of B occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (AB),

2. $(C)_{del}$; discharges of C occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (AB),

3. $(BC)_{del}$; coincidences of B and C occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (AB).

Runs were made with and without the graphite plus lead between B and C, and the results are presented in the Table. Other runs with graphite only, with lead only, and with other thicknesses of graphite and lead, were performed and these will be reported in a more complete account of the experiment. Check runs with a 1.6- to 6.3-μsec delay gave results consistent with a mean life of 2.2 μsec.

Table. Delayed single and coincidence counting rates (counts per hour)

Meson Absorber	$(B)_{del}$	$(C)_{del}$	$(B)_{del} + (C)_{del}$	$(BC)_{del}$
With graphite plus lead (104.2 hours of observation)	11.93±0.34	12.26±0.34	24.19±0.48	0.21±0.05
Without graphite plus lead (77.2 hours of observation)	6.48±0.29	4.64±0.25	11.12±0.38	0.43±0.08
Net effect due to decay electrons from graphite plus lead	5.45±0.45	7.62±0.42	13.07±0.62	

The observed rate $(BC)_{del}$ could be due to the following causes:

(i) genuine electron-photon coincidences from the meson decay;

(ii) single decay electrons which traverse both B and C,

(iii) casual events.

The casual rate (iii), which is due essentially to mesons traversing B and C between 0.6 and 5.3 μsec after an event (AB), has been estimated from the measured double and triple coincidence rates and from the characteristics of the circuits to be 0.22±0.02 counts per hour. It is independent of the presence or absence of graphite plus lead. Effect (ii) should be detected only in absence of graphite plus lead, since otherwise the total thickness of material between B and C is of the order of the expected range of the electrons. We observe, in fact, that $(BC)_{del}$ increases appreciably when the graphite plus lead is removed. The presence of this effect was verified by a subsidiary experiment in which the number of decay electrons traversing both B and C was intentionally increased.

It is apparent, therefore, that the change in the contribution of effect (ii) to $(BC)_{del}$ prevents an estimate of the contribution of effect (i) — electron-photon coincidences — being made by comparing the rates $(BC)_{del}$ with and without graphite plus lead. However, we can compare $(BC)_{del}$ with graphite plus lead with the estimated casual rate (iii) to conclude *that each decay electron is not accompanied by a photon of about 50 MeV*. The difference $(BC)_{del}$ with graphite plus lead minus the casual rate is $0\begin{cases}+0.06\\-0\end{cases}$ counts per hour. We expect, on the other hand, that the contribution of effect (i), if present, to $(BC)_{del}$ would be about one count per hour. This is a conservative estimate based on the number of single decay particles from graphite plus lead detected in B and C (13 per hour), assuming an average efficiency of 15 percent for detection of a 50-MeV gamma ray in our system*, and taking into account losses of coincidences due to geometry.

Our negative result is consistent with the experiments on the genetic relationship [4] between the hard and soft components in the lower atmosphere. The mechanism of the 2.2-μsec decay process remains, however, unknown. Should it consist of the emission of an electron and a neutral meson, as recent evidence [5,6] seems to indicate, the nuclear capture of a light negative meson may be accompanied by the emission of one neutrino, as previously suggested [3].

National Research Council, Chalk River Laboratory
Chalk River, Ontario, Canada

December 9, 1947

REFERENCES

1. *Nereson N., Rossi B.* // Phys. Rev., 1943, vol.64, p.199;
ConverSi M., Piccioni O. // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.859.
2. *Conversi M., Pancini E., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.209; for further discussions see *Fermi E., Teller, Weisskopf V.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.314;
Wheeler J.A. // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.320.
3. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246.
4. We are indebted to Professor G.Bernardini for drawing to our attention his discussion of this subject at the Nuclear Physics Int. Con., Cambridge, England (1946) and a comprehensive article by *G.Bernardini, B.N.Cacciapuoti, B.Querzoli* // Nuovo Cim., 1946, vol.3, p.349.
5. *Anderson C.D., Adams R.V., Lloyd P.E., Rua R.R.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.724.
6. *Lattes C.M.G., Occhialini G.P.S., Powell C.F.* // Nature, 1947, vol.160, 453, p.486.

*The absorption coefficient for a 50-MeV gamma ray in lead was taken as 1 cm^{-1}. The secondary pair of electrons would be emitted in a strongly forward direction with an average range of about 10 g/cm^2.

1949

HIGH MULTIPLICATION PROPORTIONAL COUNTERS FOR ENERGY MEASUREMENTS*

In collaboration with G.C.Hanna, D.H.W.Kirkwood

Developments have been reported recently in the application of proportional counters to the detection [1] of electrons and to the measurement [2] of electron or β ray energies particularly in the low energy range (200 to about 50,000 eV). We describe here the essentials of the technique used in the investigation of *L* capture [3] in ^{37}Ar and the ^{3}H spectrum [4] and discuss the problems of linearity and «line-width». It is concluded that the energy resolution is better than predicted by current theories.

Counters are connected to a fast, stable, linear amplifier feeding a 30-channel pulse analyzer [5]. A signal generator feeds pulses of known size into the counter through a small capacity, enabling the multiplication factor to be measured. All energy measurements are made in terms of signal generator output: this avoids the effects of any amplifier nonlinearity, and further, facilitates the use of a biased amplifier to obtain an expanded view of any part of a spectrum.

Two typical counters used are described in Table 1.

Table 1. Typical counters used

Parameters	Counter I	Counter II
Effective length	30 cm	20 cm
Cathode diameter	2.5 cm	5 cm
Wire diameter	0.01 cm	0.01 cm
«Xenon» filling (cm Hg)	50 cm Xe, 10 cm CH_4	26 cm Xe, 14 cm Ar, 10 cm CH_4
«Argon» filling (cm Hg)	40 cm Ar, 12 cm CH_4	40 cm Ar, 12 cm CH_4

Two calibrating radiations were used: Mo K_α–*X*-rays (17.4 keV) from a crystal spectrometer, and, from the decay of ^{37}Ar by *K* capture, radiation of energy 2.8 keV (the Cl *K* ionization potential). Another line at about 250 eV (the Cl *L* ionization potential) was also available [3] from the ^{37}Ar decay (see Fig.1).

*Phys. Rev., 1949, vol.75, p.985—986.

The linearity of gas amplification was established within the experimental accuracy of 2 per cent, by measuring (in counter II) the ratio of the mean pulse sizes produced by the 17.4 and 2.8 keV radiations. Further, the widths of the peaks were found to be independent of the gas multiplication M up to a critical value M_e, which is a function of the radiation energy E, where the widths suddenly increased. For $M > M_e$ lack of linearity was apparent.

These facts strongly suggest that proportionality is maintained up to that multiplication factor which produces a certain total output pulse, that is $E \times M_e$ = constant, which in this counter was about 10^8 eV*. It follows, and may be specially noted, that for low energy measurements correspondingly large multiplication factors may be used.

Correcting for the low energy tail, the shape of the peaks produced by the 17.4 and 2.8 keV radiations was found to be Gaussian, at least over an energy range (±3 standard deviations) where background fluctuations do not disturb the measurements.

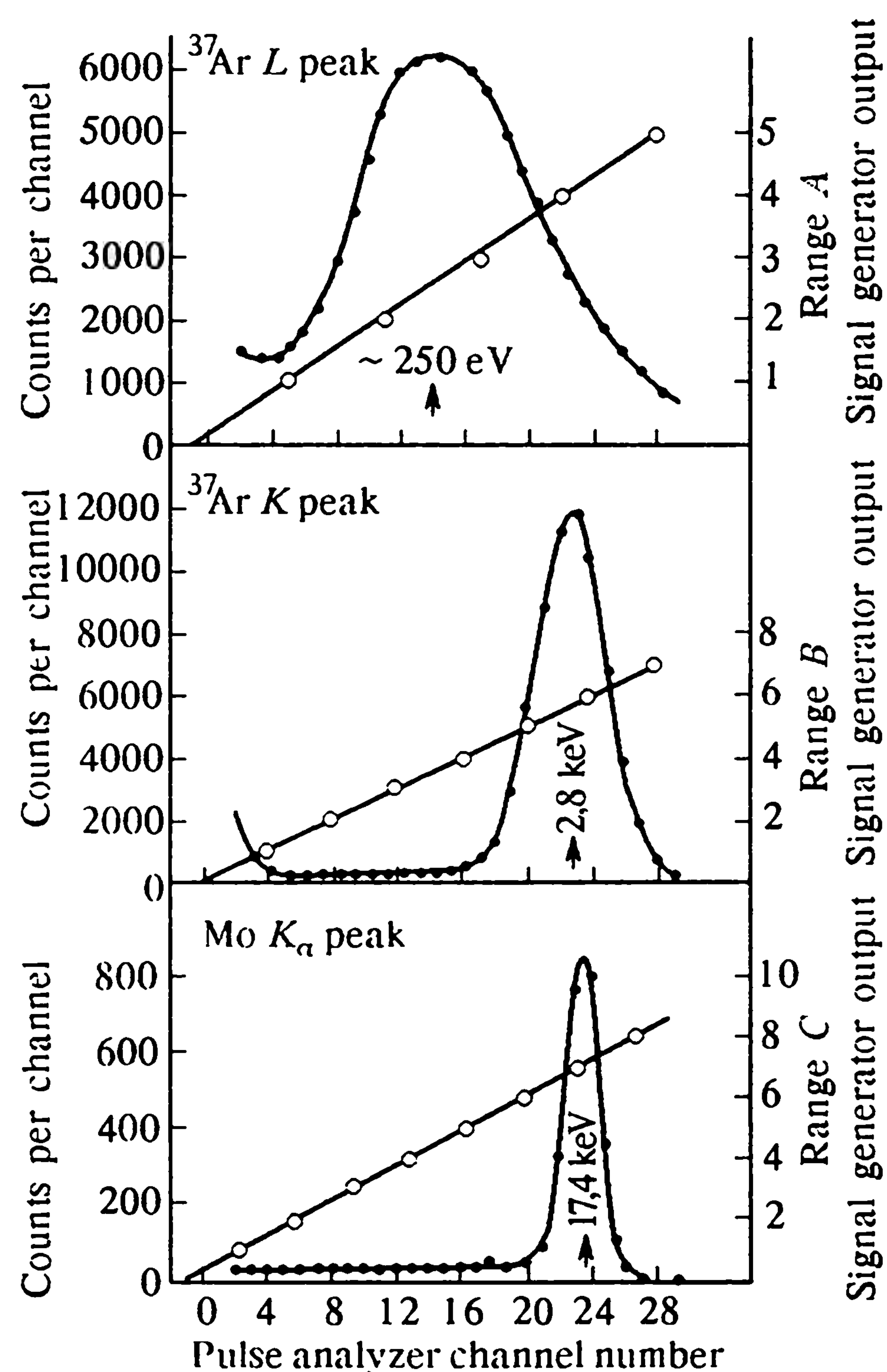


Fig.1. Peaks produced by ~250 eV, 2.8 keV, and 17.4 keV radiations showing the decrease in percent width increasing energy. The straight lines refer to the signal generator calibration. Precise measurements of widths, however, were made using a biased amplifier to spread the 2.8 keV and 17.4 keV peaks over many channels of the pulse analyser

Since this spread is due not only to statistical fluctuations, but also to instrumental causes (such as irregularities in wire diameter), we cannot conclude that the «ideal» peaks (i.e., peaks with a spread due to statistical causes only) would be Gaussian. However, it seems almost certain** that the observed value of the standard deviation obtained by fitting the experimental data to a Gaussian distribution will give an upper limit to the standard deviation of the corresponding «ideal» peak.

*The condition is certainly less stringent than this when the original ionization is spread over a large distance.

**In principle this conclusion is not certain because the «ideal» distribution might be a pointed curve with extremely long tails which would evade detection.

The theories of Snyder and Frisch [6] give a mean square deviation at the output, referred back to the initial number of ions, n, equal to $n/K + n$. K is a constant discussed by Fano [7] and may be about 3. The first and second terms represent, respectively, the fluctuation in the initial number of ions and the contribution added by the statistics of the multiplication process.

The experimental results from counter I, which is one of our counters given the least spread, are presented in Table 2.

Table 2. Experimental results from counter I

Radiation energy (eV)	Estimated mean number of ion pairs released by radiation	Observed standard deviation (per cent of pulse size)
17.400	700	4.0 ± 0.2
2800	110	$8.8 \begin{cases} +0.3 \\ -0.1 \end{cases}$
~250	~10	36 ± 4

The results are most consistent with a mean square deviation of n. Since K is unlikely to be very great*, and in any case the observed values represent lower limits for the mean square deviation, our results show definitely that the gas amplification introduces less spread than predicted. An attempt to formulate a more accurate theory of the process is being made in this Laboratory.

Chalk River Laboratory, National Research Council of Canada
Chalk River, Ontario, Canada

January 24, 1949

REFERENCES

1. *Benson B.B.* // Rev. Sci. Inst., 1946, vol.17, p.533;
Borkowski C.J., Fairstein E. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1243; these authors also mention the possibility of measuring β-particle energies.
2. *Kirkwood D.H.W., Pontecorvo B., Hanna G.C.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.497;
Curran D.C., Angus J., Cockcroft A.L. // Nature, 1948, vol.162, p.302.
3. *Pontecorvo B., Kirkwood D.H.W., Hanna G.C.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.982.
4. *Hanna G.C., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.983.
5. *Westcott C.H., Hanna G.C.* // Rev. Inst., 1949, vol.20, p.181.
6. *Hartland S.Snyder.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.181;
Frisch O.R. The Statistics of Multiplicative Processes, as yet unpublished.
7. *Fano U.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.26.

*Previously (see Ref.2) we obtained a value for K of at least 2.4, assuming the validity of the Snyder formula. This might have been in good agreement with Fano's estimate. Our better accuracy would now yield impossibly high values for K.

THE β SPECTRUM OF ^3H*

In collaboration with G.C.Hanna

The proportional counter technique previously described [1,2] has been used to study the β spectrum of ^3H, an investigation of which has recently been reported by Curran et al. [3].

The two counters I and II described in Ref.2 were used. The fillings are given in Table 1.

Table 1. Counter fillings used

Gases	Counter I	Counter II
Xenon	50 cm Hg	26 cm Hg
Argon	—	14 cm Hg
Methane	10 cm Hg	10 cm Hg
Hydrogen	~ 1 cm Hg	~ 0.2 cm Hg
^3H	~ 7,000 counts/min	~ 30,000 counts/min
^{37}Ar	—	~ 6,000 counts/min

Both counters were operated at gas multiplication factors of several thousand. The absolute energy scale was obtained by firing into the counter a beam of MoK_α–X-rays (17.4 keV) from a crystal spectrometer. In counter I this beam was parallel to the counter wire, in II perpendicular to it. The assumption that these energy calibrations were representative of the properties of the counter as a whole was checked directly for counter II by measuring the Mo $K_\alpha/^{37}$Ar pulse size ratio**, and is inferred for counter I from the agreement between the end point energy determinations in the two counters.

The complete spectrum was investigated in counter I. Since counter linearity had to be maintained up to 20 keV, we were not able to use multiplication factors as high as those used in the investigation [4] of the Cl L_{I} peak (280 eV). Consequently the amplifier noise was apparent at energies as high as about 600 eV.

At the ends of the counter the multiplication falls off due to reduced field strength. Disintegration occuring in this region will produce pulses of spuriously low amplitude. Clearly the shape of the spectrum is most affected at low energy. Due to lack of data the correction to be applied is uncertain, a fact which precludes a quantitative comparison of our result with Fermi's theory in the region near the most

*Phys. Rev., 1949, vol.75, p 983—984.

**^{37}Ar gives a 2.8-keV calibration line which is truly representative, since, as for ^{3}H, the disintegrations occur uniformly throughout the counter volume.

probable energy (about 2.5 keV). However the results agree with the theory within the limits of the correction uncertainty (about 10 per cent at 1 keV).

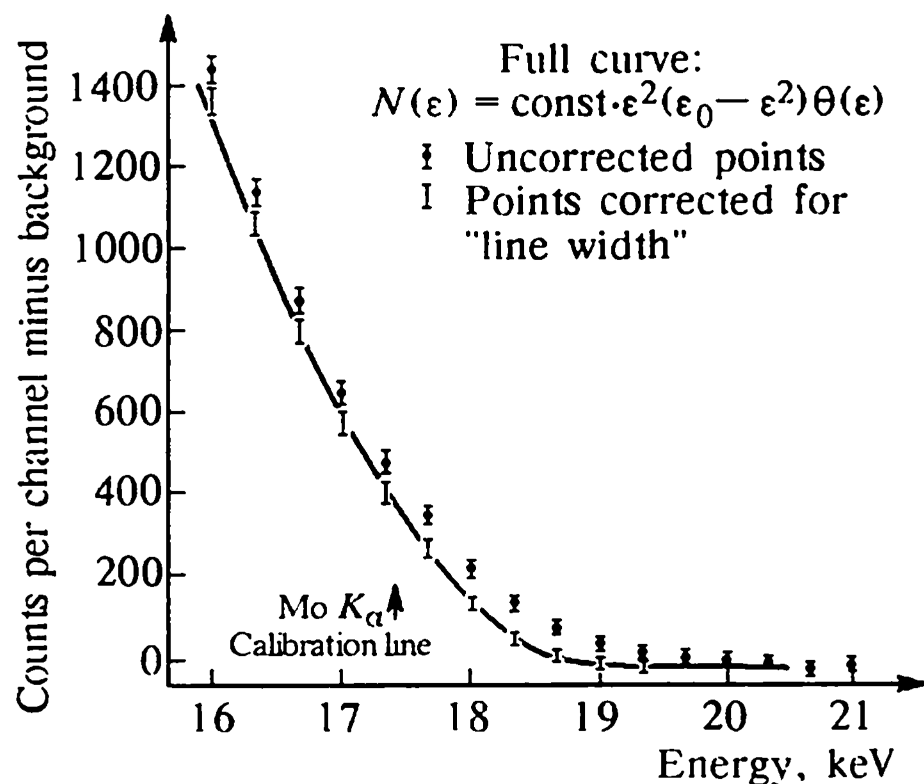


Fig.1. The spectrum of ^3H in the region of the end point

Above 5 keV the correction is very small, and close agreement with the theory is obtained (wall effects are negligible). We have concentrated on this energy region, in particular we have used both counters for a careful investigation of the end point. Using a biased amplifier, the spectrum above 15 keV was expanded over the pulse analyzer. The results were compared with Fermi's theory, assuming a zero neutrino rest-mass. The theoretical distribution $N(\varepsilon)$ can be written as constant $\cdot\, \varepsilon^2(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\, \theta(Z, \varepsilon)$, where θ gives the Coulomb field effect [5]. In counter I the 17.4-keV calibration line was found to have a Gaussian shape of standard deviation $\sigma = 700$ eV, over a range of at least $\pm 3\sigma$. In counter II σ was 1,100 eV. The corrections to be applied for this line width were obtained by calculating the effect of Gaussian spread on the theoretical distribution. A provisional value for the end point energy is adopted*: the corrected data are then used to redetermine the end point. A theoretical curve based on this new value is then used as before. The progress of successive approximations is extremely rapid.

Figures 1 and 2 show the experimental and corrected points obtained using counter I. The fact that the corrected points lie on the assumed theoretical curve from which the corrections were computed means that our initial assumption of a zero neurtino mass is correct, within our limits of error.

The dotted curve in Fig.2 has been drawn to show the effect of a neutrino mass of 500 eV [6] (or 1 keV if a later modification [7] of the theory is accepted). If this distribution were used to correct for line width, a smaller correction would result and the discrepancy between the corrected data and the dotted curve would be even more marked than shown in Fig.2. Nevertheless, in view of the width correction magnitude and the finite (300 eV) pulse analyzer channel width, we do not feel justified in definitely excluding a finite value of 500 eV (or 1 keV) for the neutrino mass.

Very similar results were obtained from the data of counter II : there is again no evidence for a neutrino mass greater than zero. The corrections for line width, however, are greater than for counter I.

*Fortunately the correction is small for points lying more than 1.5σ away from the end point so that a fairly good value of the end point is available immediately from the extrapolation of a «Kurie» plot (Fig.2) of uncorrected data. For example in counter *I* this value is greater by only 300 eV than the one finally derived.

The extrapolated end-point energy from the corrected data, is for counter I, 18.95, and for counter II, 18.9 keV. We believe that the true end point is at 18.9(5) keV within ± 0.5 keV.

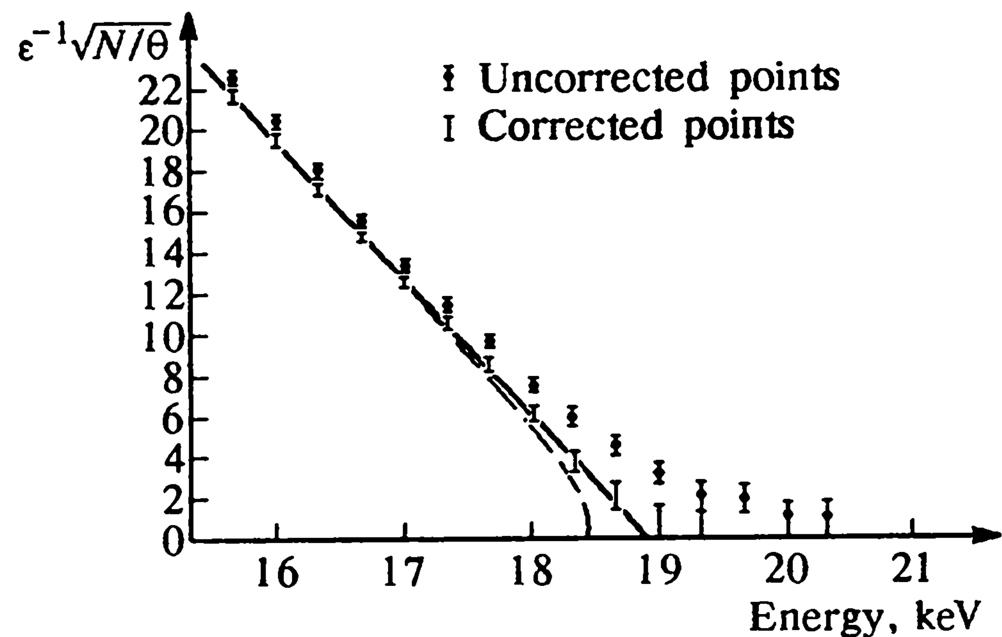


Fig.2. «Kurie» plot of the end of the ^{3}H spectrum. The theoretical curve (shown dotted) corresponding to a finite neutrino mass of 500 eV (or 1 keV — see text) has been included for comparison

The first publication [3] of Curran et al. gave a value of 16.9 ± 0.3 keV. This has recently [8] been increased to 17.9 ± 0.3 keV. Calibration lines (Cu and Ni *K*–*X*-rays) of energy about one-half of the end-point energy were used.

Chalk River Laboratory, National Research Council of Canada
Chalk River, Ontario, Canada

January 28, 1949

REFERENCES

1. *Kirkwood D.H.W., Pontecorvo B., Hanna G.C.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.497.
2. *Hanna G.C., Kirkwood D.H.W., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.985.
3. *Curran S.C., Angus J., Cockcroft A.L.* // Nature, 1948, vol.162, p.302.
4. *Pontecorvo B., Kirkwood D.H.W., Hanna G.C.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.982.
5. *Bleuler E., Zunti W.* // Helv. Phys. Acta, 1946, vol.19, p.375.
6. *Kofoed-Hansen O.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.451.
7. *Pruett J.R.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1219;
   Cook C.S., Langer M.L., Price H.C. // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1395.
8. *Curran S.C., Angus J., Cockcroft A.L.* // Phil. Mag., 1949, vol.40, p.53.

1950

ON THE ABSENCE OF PHOTONS AMONG THE DECAY PRODUCTS OF THE 2.2-MICROSECOND MESON*

In collaboration with E.P.Hincks

An experiment is described which tests the hypothesis that the cosmic ray meson with a mean life of 2.2 μsec decays into an electron and a photon. Geiger counter trays are used to select mesons incident on a graphite block, and to detect decay products emerging from the graphite. The electronic circuits record delayed coincidences that correspond to a decay event occurring between 0.6 and 5.3 μsec after a meson is stopped. The absence of delayed coincidences of a type that could be attributed to the simultaneous emission of an electron and a photon, each of about 50 MeV, shows that the above hypothesis of the meson decay process is incorrect. The experiment also demonstrates the absence of a hypothetical unstable neutral meson among the decay products.

Introduction

The decay process of the «ordinary cosmic ray meson»** has been the object of numerous investigations. The experimental study of the meson decay was encouraged by the theoretical work of Yukawa, and for many years seemed to give a brilliant confirmation of his views. According to Yukawa's meson theory of nuclear forces, a charged particle of about 200 electron masses and integral spin is responsible for the intense short range forces that hold together nucleons. When positive and negative mesons with masses close to 200 m_e were later found to constitute the hard component of the cosmic radiation, they were naturally assumed to be the predicted Yukawa particles. In addition, according to Yukawa, the ordinary nuclear beta decay could be explained by a typically quantum two-step process — virtual creation of meson by nucleons and subsequent radioactive decay of the «virtual meson» — provided the free meson is itself unstable against emission of an electron and a neutrino.

It was recognized*** that the mean life of a Yukawa particle that is required to explain quantitatively the beta process by the above mechanism is considerably

*Can. J. Res., 1950, vol.28A, p.29—43.

**There is strong evidence that this meson, which has a mass equal to about 200 electron masses and constitutes the bulk of the hard component of the cosmic radiation at sea level, is to be identified with the «μ-meson» observed by Lattes, Occhialini, and Powell (Nature, 1947, vol.160, p.453) among the products of disintegration of a heavier meson. In this paper the word meson will refer to the about 200 electron mass particle, unless otherwise stated.

***See, for example, Ref.11.

smaller than the observed value 2.2 μsec [5,23] for cosmic ray mesons. Nevertheless, many reasons, among which were the very instability [29,35] of the meson, its mass, and the fact that the charged particles resulting from the decay of the meson at rest have a penetration through matter that cannot be very different from that of 50 MeV electrons [6], supported the view that the meson decays into an electron and neutrino, each of about 50 MeV, and is to be identified with the Yukawa particle. This picture of the meson decay process was generally accepted until, in 1947, Conversi, Pancini, and Piccioni [4] showed experimentally that the meson has an extremely weak interaction with nucleons and cannot be responsible for nuclear forces in the Yukawa sense. The strength of the interaction was found [8,33,34] to be about 10^{-12} times that required by the Yukawa theory. A consequence of the experiment of the Rome group is that the Yukawa interpretation of beta decay fails as well, since it would now predict much too long beta lifetimes. The meson is then no longer the particle responsible for the nuclear beta process*. Consequently there is no reason to assume that charged mesons have integral spin (as the Yukawa explanation required), and, in particular, there is no strong reason for the assumption that the meson decays with emission of a beta particle and a neutrino.

The hypothesis may therefore be considered that the meson has a spin equal to $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Such a spin value would be required, for example, if the process of nuclear absorption of a single meson is accompanied by the emission of one neutrino in analogy with the process of electron capture by nuclei, as was first pointed out by one of the authors [28]. This analogy between the processes of meson absorption and ordinary *K* capture is suggested by the following facts.

(i) The probability of capture of a bound negative meson (about 10^6 sec^{-1}, according to the experiment of Conversi and collaborators) is of the order of the probability of the ordinary *K*-capture process, when allowance is made for the difference in the disintegration energies and the difference in the volumes of the electron *K* shell and of the meson orbit.

(ii) Among a few pictures of a meson stopping in the gas of a cloud chamber, no star has been observed at the end of the meson track**. The absence of stars can be explained by the assumption (28) that a neutral particle, the neutrino, carries away most of the energy.

A meson of spin $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ could, a priory, decay in a number of ways. One possibility would be the decay into one electron and two neutrinos***. Another

*The nuclear beta process can alternatively be described according to the original Fermi picture (without mesons) However, it must be noted that the failure of the Yukawa theory in explaining the beta process, which is being discussed here, concerns the particular meson of about 200 electron masses. It may well be that the Yukawa picture is correct, but that another type of meson is involved.

**See, for critical surveys, Refs. 20,25.

***At the time of writing this paper, the electron plus two neutrinos hypothesis, mentioned in 1941 by Nordheim [24], is in favour, being strongly substantiated by the experimental observation of the form of the (continuous) energy spectrum of the decay electrons.

possibility would be that the 2.2 μsec decay process consists of the emission of one photon and one electron, each of about 50 MeV according to the laws of conservation of energy and momentum. Radiative decay of mesons has been discussed by several authors [7,9] from a theoretical point of view.

It must be acknowledged that there is already some experimental evidence against the electron-photon hypothesis. The available analysis [3,24] of the soft component of the cosmic radiation in equilibrium with its primary meson component suggests strongly that only a fraction of the meson energy is spent in «ionizing» radiation (including γ radiation). However this argument, though strong, is indirect and, considering the uncertainties in our knowledge of meson physics and the interest of the problem, it was thought worthwhile to test in a straightforward way the electron-photon hypothesis. The experiment that was undertaken is reported in this paper; a preliminary note has already been published (13). Another experiment designed to detect photons in the meson decay has been published independently by Sard and Althaus [31,32].

In this paper it is assumed that the charged particle emitted in the meson decay is an electron. Recent experimental evidence obtained by the authors [16,17,18] after the completion of the work described here has confirmed the accuracy of this assumption.

The Principle of the Experiment

Two ways of designing an experiment capable of detecting photons in the meson decay have been considered. First, one may look for a delayed event that could only be due to the emission of the hypothetical photon after the stopping of a meson, without detecting the decay electron. Alternatively, one may look for the delayed coincidence due to the simultaneous emission of photon and electron in opposite directions. It is interesting to notice that the information given by the two methods is of somewhat different character, as will be explained later, and the two methods are complementary.

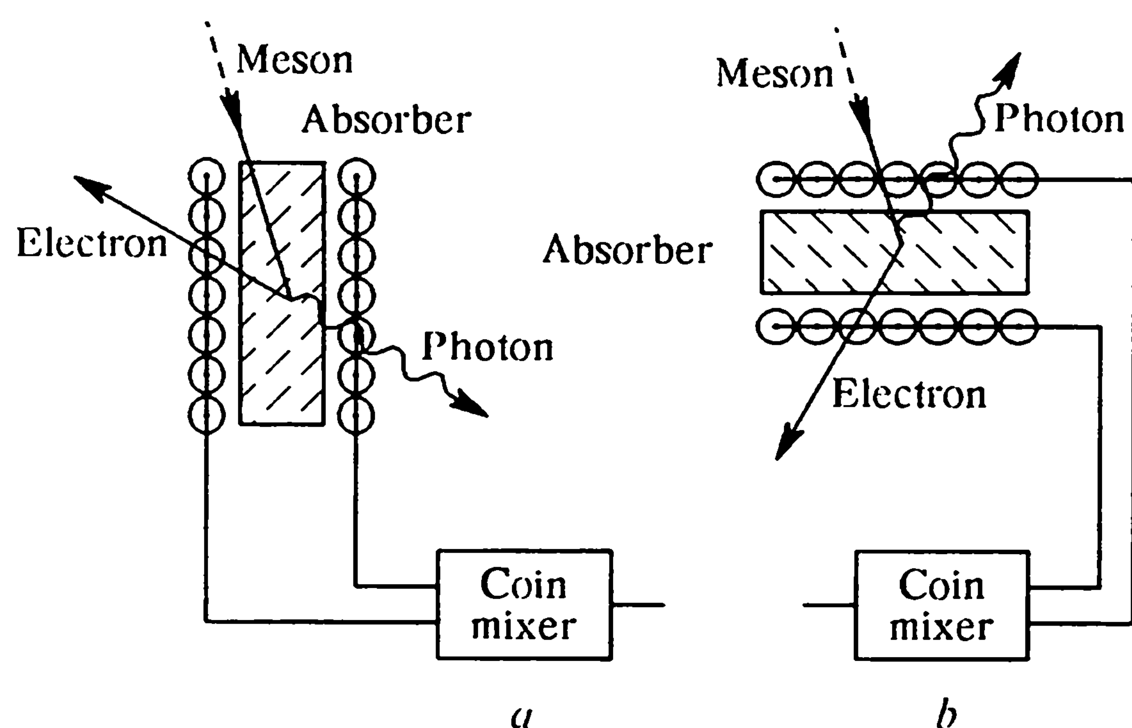


Fig.1. Alternative orientations of meson absorber and decay particle counters for a vertically incident meson beam. The «thin but wide» absorber arrangement (b) was selected for the present experiment

The first method was selected by Sard and Althaus [31,32]; the second method was chosen by the writers. From an instrumental point of view, it may be anticipated

here that the first method requires an efficient anticoincidence system (implying a large number of counters), while the second method probably requires more electronic apparatus. This consideration has influenced our choice. A more fundamental difference is discussed in the conclusion of this paper.

After the method of electron-photon coincidences was selected, consideration was given to the most advantageous geometry. The essential condition to be achieved is that a vertical meson beam selected by a counter telescope be allowed to fall on an absorber whose minimum dimension is not large compared to the average range of the decay electrons. It should then be possible to detect electrons, and photons if they are present, emerging from opposite faces of the absorber. The two possibilities are illustrated in Fig.1. In (a) the meson is brought to rest in a «thick but narrow» absorber, while in (b) the meson is stopped in a «thin but wide» absorber. It turns out that arrangement (b) has a considerably greater «luminosity» than (a), essentially because of the divergence of the incoming meson beam. The arrangement illustrated in (b) has some unusual characteristics that will be discussed later.

The Experimental Arrangement

The counter arrangement, which was placed in a concrete house in the Chalk River Laboratory (near sea level), is illustrated in the left part of Fig.2. A photograph of the apparatus is presented in Fig.3. A 15 cm thickness of lead above the apparatus has the function of absorbing the soft component and also of increasing (30) the number of slow mesons impinging on the meson telescope. The telescope is formed

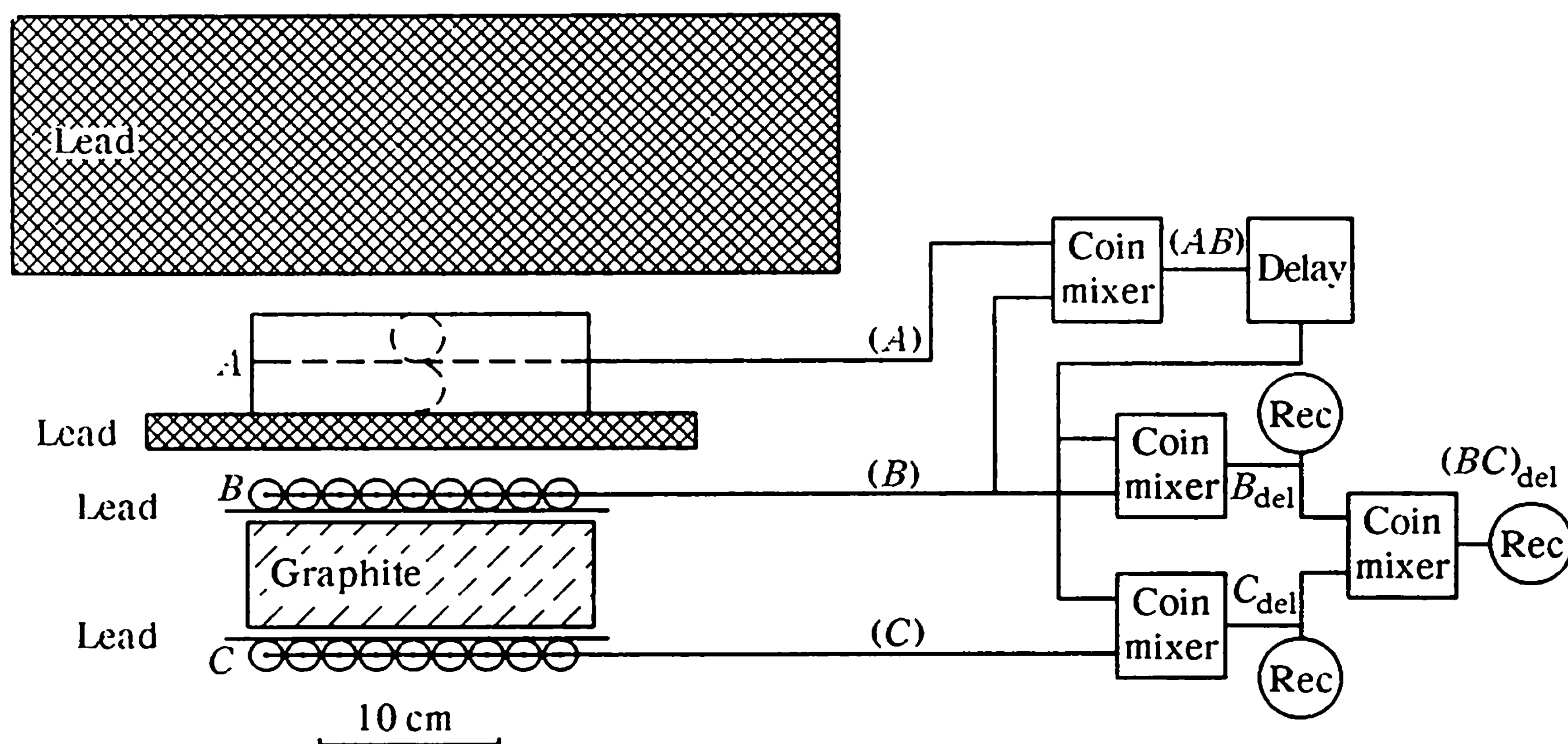


Fig.2. Arrangement of counters with simplified block diagram showing the essential functions of the electronic circuits

by the counter trays, A and B. The mesons (about 0.4% of the incoming beam) that are stopped in a graphite block 38 cm by 19 cm by 8.5 g/cm^2 thick, undergo decay.

Graphite was selected because both positive and negative mesons decay when brought to rest in carbon (4). Decay electrons may be detected in either tray *B* or tray *C*. Decay



Fig.3. Photograph showing the experimental arrangement with the counter trays *A*, *B*, and *C* in position

photons, if present, will also be detected in either of these trays (*B* or *C*) whose efficiency for gamma radiation is increased by introducing 2.1 mm of lead between the graphite and both *B* and *C*.

A coincidence between *A* and *B* — which is referred to as an event (*AB*) — defines the passage of a meson. Coincidences between *B* and *C* delayed with respect to the event (*AB*) would result from the hypothetical electron-photon emission in the meson decay. The circuits were actually arranged so as to record the following delayed events.

1. $(B)_{\text{del}}$, or discharges of tray *B* occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (*AB*).
2. $(C)_{\text{del}}$, or discharges of tray *C* occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (*AB*).
3. $(BC)_{\text{del}}$, or coincidences of *B* and *C* occurring between 0.6 and 5.3 μsec after (*AB*).

The function of the circuits is shown diagrammatically in relation to the counter arrangement in Fig.2. It must be noticed that tray *B* has a twofold function: first, detection of the passage of a meson by a coincidence with *A* (event (*AB*)) and second, detection of a decay electron (or photon) following (*AB*). The use of tray in this way

was required by the adoption of the method (b) discussed in the previous section, giving high luminosity. Furthermore, such an arrangement results in a considerable economy in the number of counters. A slight disadvantage is, of course, that one of the eight counters of tray *B*, that through which the meson has passed, is insensitive to a decay particle because of the long dead time characteristic of Geiger counters.

Electronic Circuits

The electronic recording of $(B)_{del}$ events presents an interesting problem associated with the twofold function of tray *B*. In order to detect an event $(B)_{del}$ following a first event (B) by, let us say, 1 μsec, it is clear that one could generate narrow (< 1 μsec) pulses and use circuits with a dead time smaller than 1 μsec. While such circuits can be designed, a solution of the problem by the use of short dead-time circuits could have prevented the use of much standard apparatus available in the laboratory. A different and simpler solution, which allows the use of long dead-time standard circuits, was adopted. The initial and the delayed pulse at the output of the Geiger—Müller tray are distinguished as follows. In order that the first pulse should not trigger the input of the delay channel circuit, it is arranged that each delayed pulse is superposed upon the (properly shaped) initial pulse, and so rises to an amplitude double that of a single pulse. Amplitude discrimination between initial and delayed pulses becomes possible in this way. Each Geiger counter of tray *B* is connected to a single pentode, which is rapidly cut off by the beginning of a Geiger discharge. The square pulses of about 10 μsec duration which are thus produced at the plates are then mixed in a proportional stage. While the single pulse output, or «normal output», is fed to the coincidence mixer detecting the event (AB), the «threshold output», at which the first pulse is biased off, feeds the delay channel. A full description of the circuit is presented elsewhere [18].

A complete block diagram of the circuit functions is shown in Fig.4. The amplifiers have a gain of about 1000, and saturate on all Geiger pulses. Their purpose is to steepen the rise of the pulse so that the mixer inputs are triggered with negligible delay ($\ll$0.1 μsec).

The coincidence mixers are of fairly standard design, and are very similar to that described by Jelley [19].

In the delay mixer, the circuit of which is given elsewhere [18], the input pulse corresponding to the event (AB) initiates a gating pulse 4.7 μsec in width and delayed 0.6 μsec. This gating pulse is then mixed separately with pulses from the *B* threshold output and from the *C* output, so that if a decay particle passes through *B* or *C*, between 0.6 and 5.3 μsec after an event (AB), a delayed coincidence $(B)_{del}$ or $(C)_{del}$ is registered. The delay mixer has, in fact, a third channel which was designed to register events $(A)_{del}$ from a threshold output in the *A* tray. Registration of the $(A)_{del}$ events would have reduced the chance delayed rate by cancellation of all events $(BC)_{del}$ accompanied by $(A)_{del}$, these $(ABC)_{del}$ events being produced by mesons

discharging the three trays between 0.6 μsec and 5.3 μsec after (AB)*. However, since significant results were obtained without taking this step, no threshold output was added to A and the third channel was not used in the present experiment.

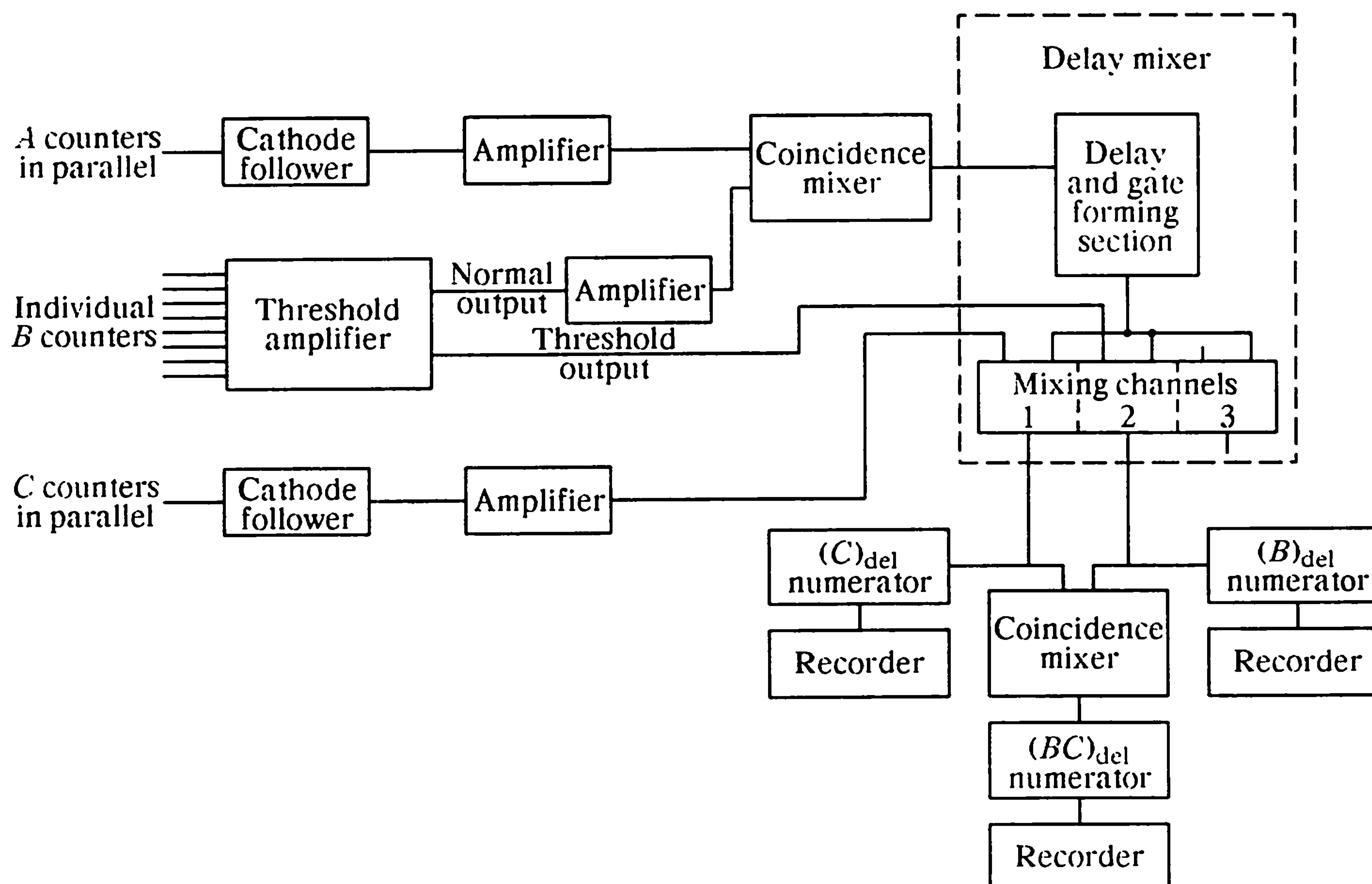


Fig.4. Detailed block diagram of circuits used to record the delayed coincidences

Table 1. Measured values of the most significant time intervals (μsec)

Initial delay of the delay mixer	Position 1	0.6
	Position 2	1.6
Gate width of delay mixer		4.7
Resolving time of (AB) coincidence mixer		0.7
Resolving time of $(BC)_{del}$ coincidence mixer		7.0

The numerators consist of a mechanical register driven by a thyratron. Every delayed event is recorded in two separate numerators, one of which (only one is shown in Fig.4), supplies pulses to operate a pen recorder.

The resolving times of the various mixers, and the initial delay and the gate width in the delay mixer, were measured with a calibrated oscilloscope, using a pulse gen-

*The 1 5 cm of lead between trays A and B was introduced to prevent a decay electron from discharging both B and A, at the time when it was planned to record $(A)_{del}$ events, in addition to $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$.

erator which produced pairs of pulses whose time separation could be varied. The oscilloscope time calibration was checked by measuring the resolving time of one of mixers, using random pulses from two counters placed far apart and counting β particles from two radioactive sources. In Table 1 are given the measured values of various significant time intervals characteristic of the apparatus.

The Geiger Counters

The Geiger—Müller counters used in trays *B* and *C* (eight per tray) are all metal (copper cathodes) of the self-quenching type, 15 inch long (effective) and 1 inch diameter. In tray *A* eight glass counters, self-quenching, 8 inch long and 2 inch diameter were used because of their availability when the experiment was initiated. With their large diameter, the glass counters would not have been suitable for counting delayed events, on account of the counter time lags. For the detection of mesons, however, they were satisfactory.

All counters are mounted inside aluminium boxes for mechanical support and electrical shielding. Fig.5 is a photograph of one of the trays of copper counters with the lid removed.

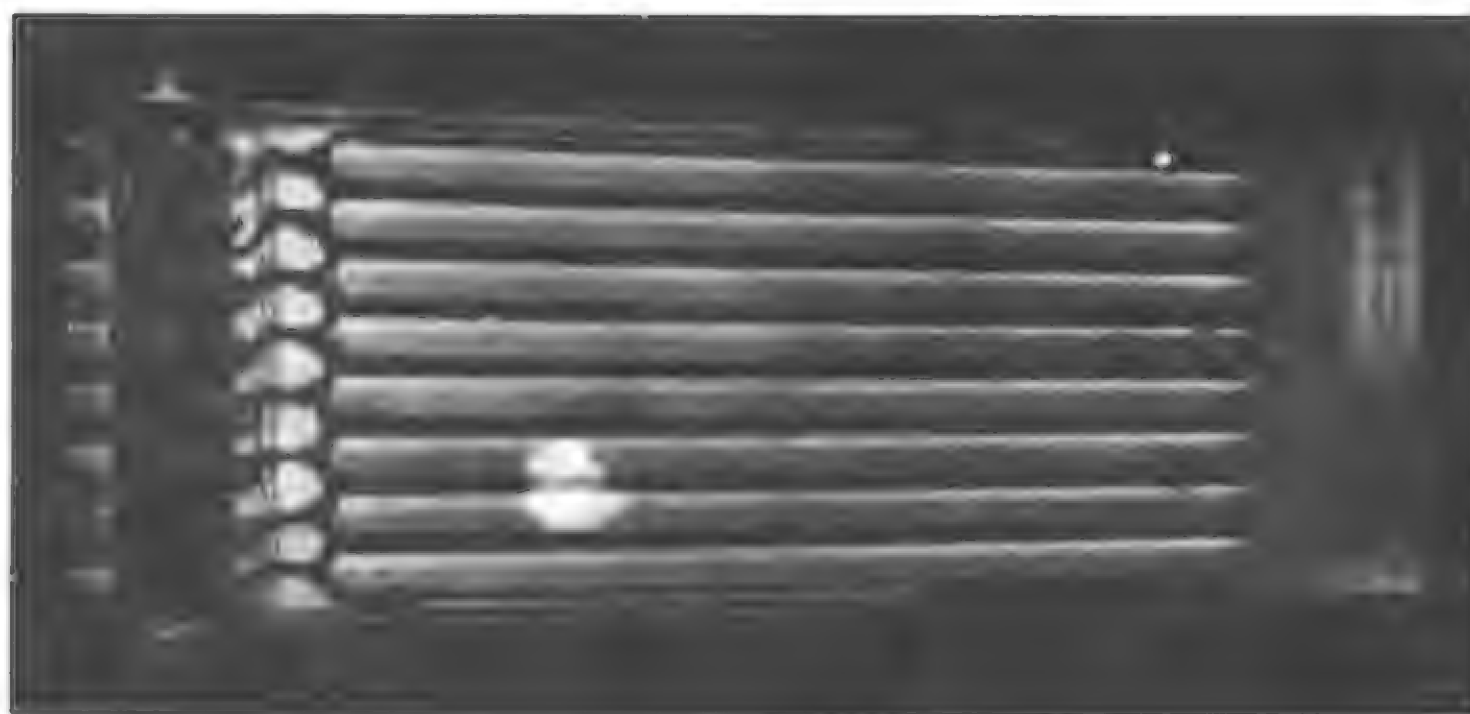


Fig.5. View of eight copper counters mounted in aluminum box (Tray C)

The H.T. voltage, which is obtained from batteries, is applied to each counter wire through a separate resistor (10^7 ohms). In trays *A* and *C* the pulse from each counter is fed through a separate high voltage condenser (50 pF) to the common output. In tray *B*, instead, each counter is connected by a condenser to the corresponding pulse-shaping tube of the «threshold amplifier».

Each counter was selected by measuring the plateau and by inspecting the pulse shape with an oscilloscope. For trays *B* and *C* a satisfactory plateau for the complete

tray was achieved with a single voltage for the tray, but tray *A* was less satisfactory, and three different voltages were required.

Counter lags, i.e., lags of the output pulses with respect to the passage of the ionizing particles, were investigated with a triggered oscilloscope. It was found that lags > 0.2 μsec were sufficiently rare to warrant the use of the counters for the present work. It should be noticed, moreover, that the most significant of the rates, the $(BC)_{del}$ rate, can hardly be influenced by lags even with a delay as short as that which was used.

Control Experiments

The following controls were periodically made.

The total counting rate for each tray, and also the rate of «triggering events», (*AB*), were measured twice a day without interrupting measurements. Typical values are given in Table 2 to give an idea of the intensities.

Table 2. Frequently measured prompt rates (counts per minute)

Meson absorber	(*A*)	(*B*)	(*C*)	(*AB*)
No graphite + lead between *B* and *C*	1290	1215	1335	360
Graphite + lead between *B* and *C*	1290	1000	1230	360

Once a day the voltages on the counters were measured and the pulses from each counter tray inspected with an oscilloscope.

On two occasions runs were intentionally taken with no voltage on the counters: no pulses were registered in 24 hours.

The transmission of each branch of the circuits was checked occasionally in order to verify that the counting rates at the input and the output of the branch were the same.

The significant resolving times, and especially the initial delay and the gate width in the delay mixer, were checked periodically.

One experiment with an initial delay of 1.6 μsec (position 2 in the delay mixer), and with the usual gate width of 4.7 μsec, was performed as a check. The ratio of the net measured rate $(B)_{del} + (C)_{del}$, due to the graphite plus lead absorber, to that with 0.6 μsec delay, was consistent with a meson mean life of 2.2 μsec.

Sufficient controls were also available to avoid any possible misinterpretation of results due to power failures.

The behaviour of the threshold amplifier was checked periodically by measuring the bias curve (number versus bias) for the threshold output. This curve is discussed elsewhere (18) in detail.

The constancy within the statistical error of rates $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$, as well as the distribution in time of the delayed events as shown by the records of the pen recorders, were good indications of the proper behaviour of the apparatus.

The Casual Rates

The $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$ rates not due to decay (the casual rates) are produced first by threshold amplifier lags* in tray B, and random counter lags, mainly in tray C, and second, by random particles discharging a tray between 0.6 and 5.3 μsec after the triggering event. The magnitude of the latter effect (the chance rate) can be calculated by a knowledge of the circuit characteristics, and of the various relevant underlayed rates, while the contribution from the first effect cannot be estimated a priori.

However, the experiment when done without graphite plus lead between B and C should give the total $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$ casual rates, except for a small contribution which arises from mesons stopped and decaying in the counter walls. By an analysis of all observations, and by computing the chance rates, the approximate values of the casual rates given in Table 3 were obtained, for the condition «without graphite plus lead». The $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$ casual rates in the condition «with graphite plus lead» are expected to be 10 to 20% smaller than without graphite plus lead, because of the reduced prompt rates (B) and (C). The $(BC)_{del}$ casual rate, however, is the same for the two conditions.

Table 3. Casual rates
(counts per hour)

Origin of casual counts	$(B)_{del}$	$(C)_{del}$	$(BC)_{del}$
Threshold amplifier lags	3.6		
Counter lags	1.0	3.1	
Chance	1.7	0.9	0.20 ± 0.02
Total casual rate	6.3	4.0	0.20 ± 0.02

The chance $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$ rates are obtained from the following formulae:

$$(B)_{del}^{chance} = [(AB) - (ABB)]\left[\frac{7}{8}(B)\right]\tau \text{ counts per hour,}$$

$$(C)_{del}^{chance} = [(AB) - (ABC)]\,(C)\,\tau \text{ counts per hour,}$$

*The term «lag» is used to refer to an accidental delay in the detection of a pulse due to a prompt event. Counter lags in tray B contribute little to the casual rate because at least one pulse must appear from B before a triggering event is established, and only a meson discharging two counters of B, one discharge occurring with a lag, could give a delayed count. «Threshold amplifier lags» may occur in cases in which the second B pulse has an abnormally low rising time.

where the prompt rates (Tables 2 and 4) are given in counts per minute and τ is the delay mixer gate width in seconds. The justification for the above formulae will be found, by analogy, from the considerations given below regarding the $(BC)_{\rm del}^{chance}$ rate.

In Table 3 the casual $(BC)_{\rm del}$ rates have been included. These need some discussion as they are extremely important in the interpretation of the experiment. First, it can be stated that there is no contribution to the casual $(BC)_{\rm del}$ rate due to counter lags and threshold amplifier lags, because the probability of simultaneous lags in C and B is negligible. As for the chance $(BC)_{\rm del}$, it must be noted that (AB) events in which tray C is discharged simultaneously (chiefly due to mesons passing through the three trays) can never be associated with a chance $(C)_{\rm del}$ event, nor therefore with a chance $(BC)_{\rm del}$ event. This is so because of the long dead time associated with the branch of the mixing circuit*. Then, to a first approximation, the number of chance $(BC)_{\rm del}$ events is $[(AB)-(ABC)]\,(BC)\,\tau$ counts per hour, where the prompt rates (counts per minute) are given in Tables 2 and 4. However, corrections must be introduced to the above expression for the following reasons.

Table 4. Prompt rates (counts per minute)

(ABC)	214
(BC)	373
(ABB)	33.4
$(ABBC)$	14.5

1. One of the counters of tray B is intensive after having been discharged in the triggering event: a factor 7/8 is therefore included to express the fact that for a subsequent particle only seven counters are available.

2. An oblique particle discharging in addition to A two counters of tray B (event (ABB)) will give both a normal and a threshold output, making the B branch of the delay mixer insensitive to a subsequent pulse.

Taking into account these considerations, the chance $(BC)_{\rm del}$ rate may be written

$$(BC)_{\rm del}^{chance} = [(AB)-(ABC)-(ABB)+(ABBC)]\left[\frac{7}{8}\,(BC)\right]\tau \text{ counts per hour.}$$

The relevant prompt rates not already given in Table 2 are given in Table 4; they do not change significantly with the insertion of the graphite plus lead between B and C. Evaluating the above expression we find finally:

$$(BC)_{\rm del}^{casual} = (BC)_{\rm del}^{chance} = 0.20 \text{ counts per hour,}$$

with an estimated error about ± 10%.

*It is on account of this fact — the «anticoincidence function» of long dead-time circuits — that an anticoincidence (AB — C) was not used as a triggering event. For the same reason the chance $(B)_{\rm del}$ rate is greater than the chance $(C)_{\rm del}$ rate (Table 3).

Results and Discussion

Runs with and without the graphite plus lead absorber between B and C were alternated, and the measured counting rates with their standard deviations are given in Table 5.

Table 5. Delayed coincidence counting rates (counts per hour)

Meson absorber	$(B)_{del}$	$(C)_{del}$	$(B)_{del} + (C)_{del}$	$(BC)_{del}$
With graphite plus lead (104.2 h of observation)	11.93 ± 0.34	12.26 ± 0.34	24.19 ± 0.48	0.21 ± 0.05
Without graphite plus lead (77.2 h of observation)	6.48 ± 0.29	4.64 ± 0.25	11.12 ± 0.38	0.43 ± 0.08
Net effect due to decay electrons from graphite plus lead	5.45 ± 0.45	7.62 ± 0.42	13.07 ± 0.62	

The observed rate $(BC)_{del}$ could be due to the following causes:

(i) Genuine electron-photon coincidences from the meson decay, i.e., the effect looked for;

(ii) Single decay electrons which traverse both trays B and C;

(iii) Casual events.

The casual $(BC)_{del}$ rate given in Table 3 is expected to be, to a very good approximation, independent of the presence or absence of graphite plus lead, as mentioned before. An inspection of Table 5 shows that while the observed $(BC)_{del}$ rate with the graphite plus lead absorber is about equal to the estimated casual rate, the $(BC)_{del}$ rate without the absorber is substantially higher than the casual rate. This increase observed in the absence of absorber must be due to a delayed radiation considerably absorbed by the thickness of graphite plus lead used. To verify that single decay electrons (cause (ii)) are responsible for this effect a subsidiary experiment was performed.

Consider the counter arrangement (Fig.2) without the graphite plus lead absorber. Decay electrons which discharge both B and C, contributing to $(BC)_{del}$, must be attributed to the decay of mesons which having traversed A and B are stopped in material below C, but do not discharge C*. Some decay electrons from such mesons will travel upwards through C and B. The number of mesons «leaking» through tray C without discharging it was increased by removing the voltage from some of the counters of tray C, while the fraction stopping just below C was increased by placing a thickness (8.5 g/cm^2) of graphite below C. The delayed rates were measured and an analysis of the results shows that the excess $(BC)_{del}$ rate noted in our experiment

*Because of the long dead-time anticoincidence function of the C circuit.

without graphite plus lead absorber may be attributed to this cause (ii). In the presence of graphite plus lead, the effect is not detected because, with the geometry used, the thickness of absorber between B and C is sufficient to reduce substantially (15) the number of decay electrons which can traverse both B and C.

It is apparent, therefore, that the change in contribution of effect (ii) to the $(BC)_{\text{del}}$ rate prevents an estimate of effect (i) — electron-photon coincidences — being made by comparing the rates $(BC)_{\text{del}}$ with and without graphite plus lead. Consequently it is necessary to compare the measured rate $(BC)_{\text{del}}$ with graphite plus lead with the estimated casual rate, $(BC)_{\text{del}}^{casual}$. The difference — observed $(BC)_{\text{del}}$ rate with graphite plus lead minus casual rate $(BC)_{\text{del}}^{casual}$ — is

$$\Delta = 0.01 \begin{cases} +0.06 \\ -0{,}01 \end{cases} \text{counts per hour.}$$

Δ is to be interpreted as the observed contribution of the hypothetical decay into an electron and a photon, and must be compared with the expected effect from such a decay process.

This effect can be estimated by taking as a starting point the observed numbers of decay particles $(B)_{\text{del}}^{net}$, $(C)_{\text{del}}^{net}$ from graphite plus lead, which are given in the last line of Table 5. Let ξ be the efficiency of one of the lead covered trays for gamma radiation of 50 MeV, and, assuming the photon hypothesis, let β be the probability that when a decay electron is detected in B the accompanying photon impinges on the lead covering C, and let γ be the probability that when a decay electron is detected in C accompanying photon impinges on the lead covering B. The rate $(BC)_{\text{del}}$ due to electron-photon coincidences will be

$$\Sigma = \beta\xi\,(B)_{\text{del}}^{net} + \gamma\xi\,(C)_{\text{del}}^{net} \text{ counts per hour.}$$

Apart from a small correction due to the absorption of photons in graphite, β and γ are essentially geometrical factors which were estimated to be approximately 0.6 and 0.5, respectively. These figures represent averages over the absorber; the difference is due to the «dead counter» effect in B.

The gamma efficiency ξ of a counter tray covered by 2.1 mm lead for 50 MeV photons can be estimated in a straightforward way. Pair production is by far the main contribution to the total absorption process for such photons in lead. Since the thickness of lead involved are small compared with the range of the most energetic electron (positive or negative) of the pair, the efficiency is only very slightly less than the probability that a photon produces a pair in the lead covering the tray. The absorption coefficient for a 50 MeV photon in lead is taken to be 1 cm^{-1} (12), from which we find that ξ is between 15 and 20%. We can now arrive at the value $\Sigma = 1$ count per hour with an estimated uncertainty of $\pm$ 30%.

Conclusion

A comparison of the «expected value» Σ of the rate $(BC)_{\mathrm{del}}$ with the observed value Δ leads to the conclusion that the 2.2 μsec meson decay process does not consist of the emission of an electron and a photon, each of about 50 MeV according to the laws of conservation of energy and momentum.

Our result refers to both positive and negative mesons, because in carbon mesons of both signs undergo decay. This is in agreement with the results of Sard and Althaus [31,32] and of Piccioni [26,27], which, however, refer only to positive mesons.

The results of the present experiment and of the independent experiment of Sard and Althaus are also complementary. Substantially different gamma efficients and different «sources» of decay particles were used. In addition a rather fundamental difference should be emphasized. Sard and Althaus' experiment is an attempt to detect delayed gamma radiation in the meson decay process, without any correlation with the decay electron. In this sense their experiment is more general than the present experiment. On the other hand, the present experiment was designed with the intention of minimizing the chances of detection of bremsstrahlung from the decay electron;* in fact bremsstrahlung photons would be emitted primarily in a forward direction by the electron while our experimental arrangement is sensitive only to simultaneous emission of an electron and a photon in approximately opposite directions. The negative result obtained in this research has permitted the authors to design another experiment to detect the bremsstrahlung from the decay particles. This will be reported in a separate paper [18].

Another conclusion which can be reached from the results of this experiment concerns the stability of a hypothetical neutral meson. Several authors [2,22] have ventured the hypothesis that the decay of the meson might involve the emission of a neutral meson of mass about 70 MeV. This was mainly suggested by two cloud chamber pictures (1, 2) of decay electrons whose energy was about 25 MeV. Greisen [10] has argued that «numerous phenomena which have defied even qualitative explanation up to the present are made understandable in the light of the neutral meson hypothesis», provided the neutral meson decays immediately into two photons. The gamma instability of a meson has been predicted on theoretical grounds [7,9]. The experimental results reported here lead to the conclusion (14) that *either* the neutral meson is not emitted in the 2.2 μsec meson decay process, *or*, if it is emitted, it does not decay into two photons with a mean life $\leq 10^{-10}$ sec. A similar conclusion, referring only to positive meson decay, was reached by Sard and Althaus [32].

The absence of photons in the 2.2 μsec decay process is in agreement with the evidence arising from an analysis [3,24] of the genetic relationship between hard and soft components of the cosmic radiation in the lower atmosphere. Actually it would have been difficult to interpret the cosmic ray results on this topic if the total energy of mesons decaying in flight were emitted in the form of ionizing radiation.

*In the experiment of Sard and Althaus the bremsstrahlung was discriminated againts by having an anticoincidence counter tray on the path of the photon which would be discharged by an accompanying electron. However this discrimination is much less severe than the one used in the experiment described here.

Our result definitely eliminates one of the decay processes that could have been postulated for a meson of spin $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. However, a half-integral meson spin still presents a considerable attraction as was pointed out in the introduction to this paper, and in more detail in reference [28]. Another process involving such a value for the meson spin, and currently in favor, is disintegration into an electron and two neutrinos. Recent experimental evidence supporting this hypothesis includes (a) the establishment of the fact that the charged decay particles have electronic mass [16,17,18], and (b) the form of the energy spectrum of the decay electrons [21].

It is a pleasure to thank Dr. B.W.Sargent and Dr. W.B.Lewis for their keen interest in this work; Drs. D.G.Hurst, O.Piccioni, F.Rasetti, and G.C.Wick for useful discussion; Mr. G.B.Parkinson for his continuous advice on electronic problems, and particularly for the design of the delay mixer; and Miss E.Mooney for her competent help.

Chalk River Laboratory, National Research Council of Canada
Chalk River, Ontario, Canada
August 4, 1949

REFERENCES

1. *Adams R.V., Anderson C.D., Lloyd P.E., Rau R.R., Saxena R.C.* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.334.
2. *Anderson C.D., Adams R.V., Lloyd P.E., Rau R.R.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.724.
3. *Bernardini G., Cacciapuoti B.N., Querzoli B.* // Nuovo Cim., 1946, vol.3, p.349.
4. *Conversi M., Pancini E., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.209.
5. *Conversi M., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.859.
6. *Conversi M., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.874.
7. *Epstein S.T., Finkelstein R.J., Oppenheimer J.R.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1140.
8. *Fermi E., Teller E., Weisskopf V.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.314.
9. *Finkelstein R.J.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.415.
10. *Greisen K.I.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.521.
11. *Heisenberg W.* Cosmic radiation. N.Y.: Dover Publications, 1946.
12. *Heitler W.* The Quantum Theory of Radiation. London: Oxford University Press, 1944, p.216.
13. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.257.
14. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1122.
15. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.697.
16. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.341.
17. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.698.
18. *Hincks E.P.,Pontecorvo B.* // Phys. Rev. Jan, 1948. In press.
19. *Jelley J.V.* // Can. J. Res. A, 1948, vol.26, p.255.
20. *Johnson T.H., Shutt R.P.* // Phys. Rev., 1942, vol.61, p.380.
21. *Leighton R.B., Anderson C.D., Seriff A.J.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1432.
22. *Marshak R.E.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1226.
23. *Nereson N., Rossi B.* // Phys. Rev., 1943, vol.64, p.199.
24. *Nordheim L.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.554.

25. *Piccioni O.* // Phys. Rev., 73, 411 (1948).
26. *Piccioni O.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1236.
27. *Piccioni O.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1754.
28. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246.
29. *Rasetti F.* // Phys. Rev., 1941, vol.60, p.198.
30. *Rossi B.* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.537.
31. *Sard R.D., Althaus E.J.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1252.
32. *Sard R.D., Althaus E.J.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1364.
33. *Tomonaga S., Araki G.* // Phys. Rev., 1940, vol.58, p.90.
34. *Wheeler J.A.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.320.
35. *Williams E.J., Roberts G.E.* // Nature, 1940, vol.145, p.102.

ON THE DISINTEGRATION PRODUCTS OF THE 2.2-MICROSECOND MESON*

In collaboration with E.P.Hincks

An investigation of the penetration through absorbers of various elements by the charged particles that result from the 2.2-μsec meson decay is reported. Mesons and decay particles are detected by an arrangement of Geiger—Müller counter trays, and delayed coincidence techniques are used to select the desired events. The absorption measurements exhibit two components in the decay radiation, one of which is much more penetrating than the other. In lead, for example, the «soft component» is essentially absorbed by about 20 g/cm^2, while the «hard component» is easily detected after 38 g/cm^2.

A different arrangement of counters is used to show that the «hard component» is due to a neutral radiation which accompanies the charged decay particles. This result, and measurements of the intensities of the «hard component» with lead and carbon absorbers, provide strong evidence that the neutral radiation is, in fact, bremsstrahlung from the charged particles which constitute the «soft component».

The bremsstrahlung intensities, together with the form of the absorption curve, are shown to lead to the following conclusions: (1) the charged decay particles are electrons (i.e., they have a mass less than two electron masses); (2) a considerable number of electrons are emitted with energies greater than 25 MeV; (3) the average energy of the electrons is greater than 25 MeV; (4) there is no evidence for electrons of energy much greater than 50 MeV.

The support which these results lend to the currently favoured ideas on the meson decay process is discussed.

Introduction

The decay process of the ordinary cosmic-ray meson** is still not known with certainty, although its instability was first inferred over ten years ago. The earliest direct observations of the decay phenomenon were made in a cloud-chamber photograph by Williams and Roberts [1] in 1940, and by the detection of the delayed emission of charged particles from stopped mesons by Rasetti [2], and by Auger, Maze and Chaminade [3] in 1941.

The photograph by Williams and Roberts (as well as others which have been obtained subsequently [4]), showed that a single lightly ionizing charged particle is emitted in the decay process. This observation provided evidence for the identity of the cosmic-ray meson and the particle postulated earlier by Yukawa to account for nuclear forces [5], and this identification was made even more convincing by the

*Phys. Rev., 1950, vol.77, p.102—120.

**By «cosmic-ray» we mean the particle, positive or negative, of mass about 100 MeV, that forms the bulk of the hard component of the cosmic radiation at sea level and decays, when free, with a mean life of 2.2 μsec. It is commonly assumed to be identical with the μ meson produced in the πμ-decay process discovered by Lattes, Occhialini, and Powell (Nature, 1947, vol.160, p.453). In this paper the term meson will refer to the 2.2-μsec particle unless otherwise specified.

similarities between the lifetimes and between the masses of the two particles. The hypothetical Yukawa meson has integral spin, and, when free, disappears in the following process:

$$\text{meson} \rightarrow \text{electron} + \text{neutrino}. \quad (1)$$

Conservation of energy and momentum requires both decay products to receive as kinetic energy about half the rest mass (about 100 MeV) of the meson. According to the Yukawa picture, positive mesons when brought to rest should decay with the production of electrons (positive) of about 50 MeV; negative mesons, on the other hand, are expected [6] to be captured by nuclei of the stopping material in a time much shorter than their lifetime for radioactive decay, and so give rise to no decay radiation. The energy (70 ± 35 MeV) of the decay particle in Williams and Robert's picture was consistent with the assumption of Eq.(1). Moreover, Conversi and Piccioni [7] in 1944 deduced from the numbers of decay particles escaping from iron plates 0.6 cm and 5 cm thick that their mean range is about 2.5 cm of iron. This value corresponds to an electron energy of about 50 MeV, again in agreement with the electron-neutrino hypothesis.

A refutation of the identification of the 2.2-µsec meson with the Yukawa particle was given by the well-known experiment of Conversi, Pancini and Piccioni [8], which showed that while in a heavy element (iron) only *positive* stopped mesons decay, in a light element (carbon), on the other hand, both *positive and negative* mesons decay. This result and subsequent confirmative experiments by other workers lead to the conclusion [8,9] that the interaction between the meson and the nucleus is much smaller (by a factor of about 10^{12}) than that required for the Yukawa particle, and so precludes the possibility of their identity. In renouncing the «Yukawa character» of the meson, we must also renounce the inferences regarding its decay products and its spin. In particular, we must admit that not only may the neutrino of Eq.(1) be replaced by some other neutral particle, or particles, but also *the charged decay particle* may not be an electron.

Another decay process which would result in electrons of about 50 MeV, but which would require half-integral spin for the meson, is the following:

$$\text{meson} \rightarrow \text{electron} + \text{photon}. \quad (2)$$

This process is, however, apparently ruled out by the negative results of several workers [10] who searched for photons from disintegrating mesons.

The observation of a meson disintegration in a cloud chamber, in which the energy of the decay particle is 24 MeV, led Anderson and co-workers [11] to suggest the process:

$$\text{meson} \rightarrow \text{electron} + \text{neutretto}, \quad (3)$$

the mass of the neutretto, or neutral meson, being 25—30 MeV less than that of the original meson. While the secondary charged particle was assumed to be an electron, by direct measurements of momentum and specific ionization these authors could only place an upper limit to its mass at about 25 electron masses.

The experiments* to be described in this paper were undertaken in order to derive some information about the nature and energy of the charged decay particles by observing their penetration through solid matter. The measurements were made at the Chalk River Laboratory, near sea level, in the period May, November, 1948. Since the present work was initiated, new results [4,12,13] relating to the energy spectrum of the charged particles have appeared in the literature. Steinberger [13], in particular, has made absorption measurements similar in principle to our own, and we shall discuss them further below.

While the form of the energy spectrum of the decay particles still requires further investigation, it seems certain, at least, that it does not consist of a single line. The possible alternatives are several lines (i.e., two or more competing decay processes), or a continuum, (i.e., three or more decay products).

As an example of a process with three decay products, the following has been suggested [14]:

$$\text{meson} \rightarrow \text{electron} + \text{neutretto} + \text{neutrino}. \tag{4}$$

This process would result in a continuous spectrum of electron energies with a maximum energy equal to less than half the mass of the original meson by an amount dependent upon the mass of the neutretto, and with an average energy somewhat greater than half the maximum. Equation (4) like Eq.(3) requires the existence of a new particle, the neutretto or neutral meson, which might be expected on theoretical grounds to have a very short lifetime for decay into photons. There is some experimental evidence [10,15] against this possibility.

Another process which would result in a continuous distribution of electron energies was mentioned by Nordheim [16] in 1941:

$$\text{meson} \rightarrow \text{electron} + 2\ \text{neutrinos}. \tag{5}$$

Good evidence for a continuous spectrum of the decay particles was published recently by Brown et al. [17] and by Leighton et al. [18], after our work as well as Steinberger's was finished. The California authors measured in a cloud chamber the momenta of a great number of decay charged particles, contributing most of the present knowledge on the energy spectrum. Their results support the process (5).

Part I of the present paper describes measurements pertinent of the problem of the energy of the decay charged particles. Part II concerns the nature (mass) of such particles. We shall discuss our results in relation to the several hypotheses mentioned above, and in particular, at the end of the paper, summarize the evidence supporting process (5).

*Partial accounts of the results of these experiments have been presented at the Royal Society of Canada, Vancouver Meeting, June 1948, and at the American Physical Society, Chicago Meeting, November 1948; also in Phys. Rev , 1948, vol.74, p 697; 1949, vol.75, p.698.

Part I. Absorption Measurements

1. Method. The function of the apparatus used in this experiment is to select charged particles which result from the meson decay process and which have traversed a known thickness of matter. The numbers of such events may then be observed for absorbers of different thicknesses, and of different materials. Some of the more important considerations affecting the choice of a suitable experimental arrangement are worthy of mention.

To detect both mesons and decay particles, the use of Geiger counters (in trays of many counters each) permits a relatively high rate of useful events to be obtained because large effective areas are possible, and the counters (at the counting rates used) are essentially continuously sensitive. The desired events, i.e., the stopping of mesons, followed by their decay with the emission of charged particles, are selected by the well-known technique of delayed coincidences. We have chosen for its directness and flexibility an arrangement in which the material which absorbs mesons, which we shall refer to as the «source» of decay particles, is separate from the material which absorbs the decay particles, to be called the «absorber».

The choice of source is governed by the requirement that decay particles should not lose too much energy in it before escaping. Therefore its thickness must be small compared with the average range of the decay particles. However, in order that the number of mesons stopped be not too low, a compromise must be made. The use of an element of low atomic number for the source has two advantages: (1) loss of energy by bremsstrahlung, with its resultant severe straggling, will be minimized; and (2) the intensity is enhanced by the decay of negative, as well as positive mesons. The source used was carbon, and its thickness (4.2 g/cm^2) is about one-third the average range of 25 MeV electrons.

The requirement of a counting rate high enough to permit absorption measurements to be made in a reasonable time not only limits the thinness of the source, but also restricts the amount of collimation which can be imposed on the decay particles in their passage through the absorber. Thus we expect [19] about 0.03 meson stopped per gram of source per hour, or a total in our source (mass 3,300 grams) of about 100 mesons stopped per hour. The condition that the meson should traverse a counter telescope renders only a fraction (about 1/3 in our geometry) of these useful as a source of decay particles. Clearly then, «good geometry» for the absorption measurements must be sacrificed for intensity.

Absorbers of carbon, aluminium, and lead were used. Again a low *Z* material (preferably the same as the source), i.e., carbon, will facilitate interpretation of the results because of smaller bremsstrahlung effects. On the other hand, because of its low density, large thicknesses of such a material cannot be used without expanding the apparatus, and therefore losing intensity. Aluminum is a compromise in this respect, while lead was used to obtain a comparison between absorbers of high and low *Z*. The areas of all absorbers were such that they extended on all sides well beyond the solid angle defined by the counters.

2. Arrangement of Apparatus. In Fig.1 we show a vertical section of the arrangement of counters and absorbers together with a simplified block diagram of the counting circuits. The apparatus was situated in a room whose walls and ceiling were concrete. Figure 2 is a photograph of the counter assembly; the components may be easily identified by comparison with the left-hand side of Fig.1.

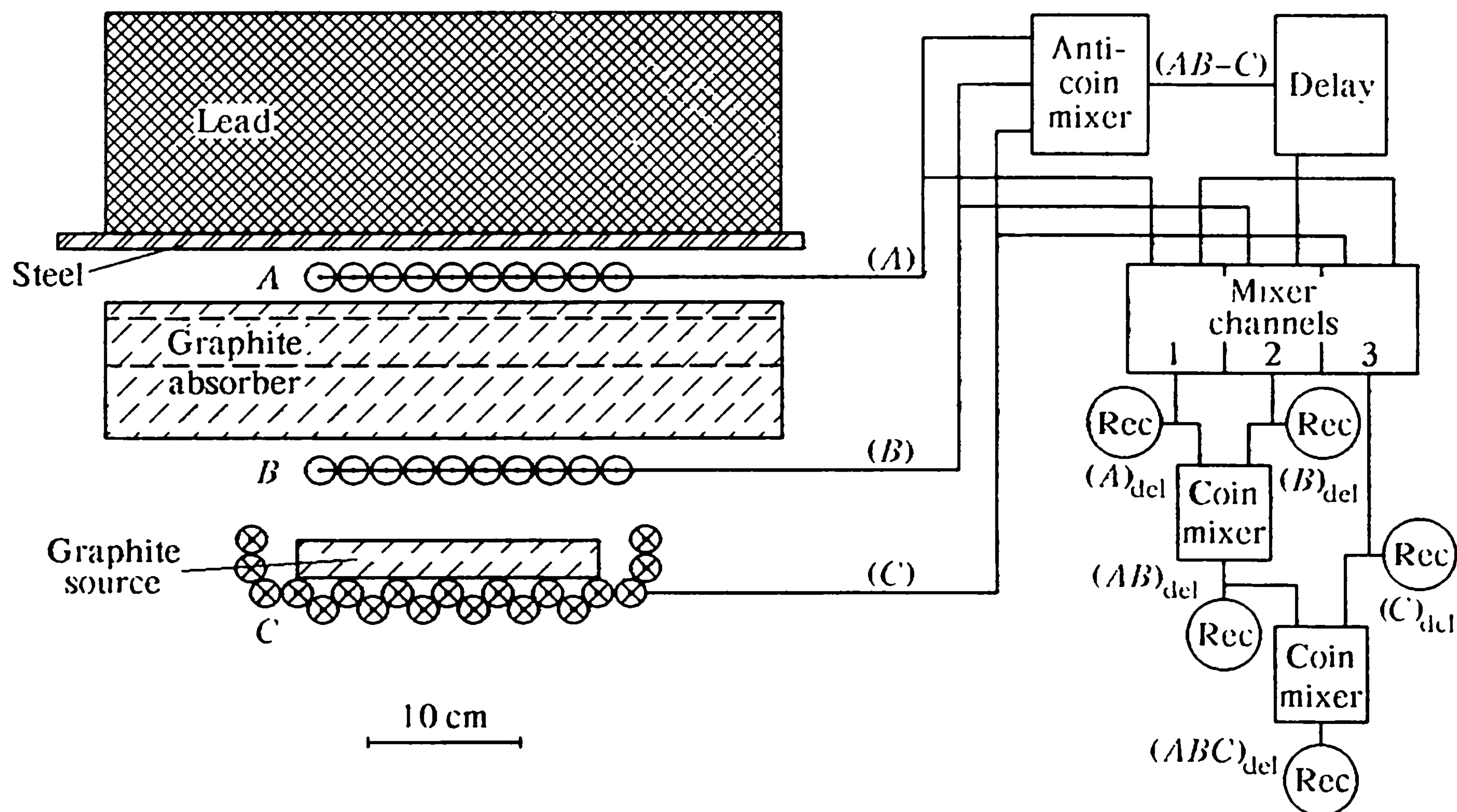


Fig.1. Experimental arrangement for the absorption measurements, with block diagram indicating the essential functions of the electronic circuits. The geometry perpendicular to the paper may be inferred from the lengths of the source and counters, which are about 40 cm

Three trays of counters are used, from top to bottom, *A*, *B*, and *C* (Fig.1). Trays *A* and *B* each consist of 8 counters, each 1 inch diameter and 15 inch active length, with 1 mm thick copper walls. They are supported in thin aluminum boxes, but the bottom of box *A*, and the top and bottom of box *B*, are cut away to expose the active areas of the counters. The 17 counters of tray *C* are 1 inch diameter, 16 inch active length, with 0.65 mm thick brass walls, and are supported on a thin (0.5 g/cm^2) aluminum shelf about 4 ft above the floor of the room. All counters used were of the self-quenching type. A graphite block (20 cm × 40 cm × 4.2 g/cm^2 thick; density = 1.7) resting on the counters of tray *C* forms the source of decay particles. Mesons traversing trays *A* and *B*, and stopping in the source, are detected by the anticoincidence $(AB - C)$. The pulse corresponding to $(AB - C)$, which we shall refer to as the «triggering event», is first delayed by about 1 μsec and then initiates a gating pulse about 5 μsec wide. The outputs of each of trays *A*, *B*, and *C* are separately mixed with the gating pulse in such a way that if a discharge of either *A*, *B*, or *C* occurs between 1 and 6 μsec after a triggering event, a «delayed coincidence» is recorded which we designate as $(A)_{del}$, $(B)_{del}$, or $(C)_{del}$ respectively. A decay particle leaving the source between 1 and 6 μsec after a meson stops will thus be detected in

any of the three trays through which it passes. In particular, a decay particle passing upward through both *B* and *A* gives a delayed coincidence $(AB)_{\mathrm{del}}$.

The absorbers are placed in the 10 cm gap between trays *A* and *B*. They consist of aluminum sheets, lead sheets, or graphite blocks (density = 1.7), and in all cases cover an area about 50 cm square. While the graphite and aluminum absorbers always rested on the top of the *B* counter box, the lead absorbers (with the exception of the very thick ones), were supported about midway between trays *A* and *B*. When it turned out to be of interest to use graphite absorbers with a thickness greater than 10 cm, a compromise was made by adding a thickness of heavier material — iron or copper — above an initial thickness of graphite.

The lead (15 cm thick = 170 g/cm^2) which is placed above *A* (together with the concrete ceiling of the room), serves not only to shield the counters from the soft cosmic-ray component, but also, because of the form of the differential range spectrum of mesons [19], to increase somewhat the «source strength», i.e., the number of mesons stopped in the source. On the other hand we expect that the source strength will not be altered significantly by the addition of the absorbers (up to about 100 g/cm^2) between *A* and *B*, an assumption which was verified experimentally by control measurements made during the experiment.

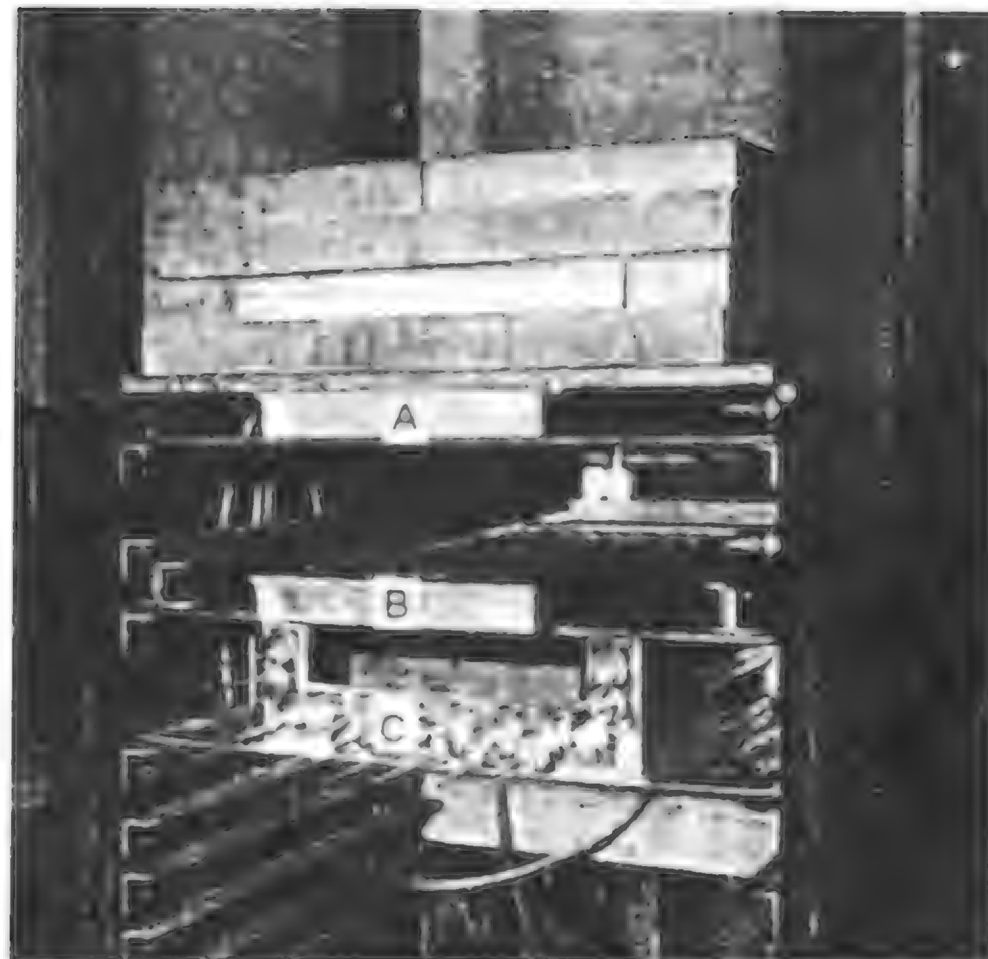


Fig.2. Photograph of the counter assembly showing the graphite source between trays *B* and *C*. Absorbers are placed in the space between trays *B* and *C*

The geometry used, in which decay particles emitted upward from the source are detected by the same pair of counter trays that detect the incident mesons, was chosen for its considerable economy in counters for a given intensity. However, although trays *A* and *B* are each used for two purposes, two properties of this geometry which reduce the efficiency should be noted: (1) the collimation of the meson beam, similar to that of the decay particles, is unnecessarily high, and (2) at least one counter in both *A* and *B* — the one discharged by the meson — is insensitive to a decay particle which may traverse it. The decrease in sensitivity of tray *B* due to the dead counter would be serious if the source were too close, and a favorable position of the latter (4.1 cm below *B*) was determined graphically.

The dual use of trays *A* and *B* introduces some complication in the electronic circuits, which will be described in the next section. On the other hand, the

arrangement lends itself to the reduction of the background (casual) counting rate by means of the anticoincidence counters C. The anticoincidence function of tray C for the *triggering event* $(AB - C)$ had already been stated. Moreover, since essentially all the casual *delayed events* are caused by a second meson traversing the apparatus by chance within the delayed resolving time, by recording $(ABC)_{\mathrm{del}}$ together with $(AB)_{\mathrm{del}}$ we can identify a large fraction of these events and disregard them. In effect, therefore, we measure the counting rate

$$(AB - C)_{\mathrm{del}} = (AB)_{\mathrm{del}} - (ABC)_{\mathrm{del}}$$

with various absorbers between trays A and B. While the anticoincidence efficiency of tray C in our arrangement is not very high (of the mesons which traverse A and B, far more «leak» past C than stop in the source), nevertheless it is sufficient to give a very low rate of casual $(AB - C)_{\mathrm{del}}$ events.

3. Electronic Apparatus. Figure 3 is a complete block diagram showing the electronic components used to record the delayed events.

Each counter used has a separate H.T. resistor ($R = 10^7\ \Omega$) by which voltage is applied to the wire, and a separate output condenser ($C = 50$ pF). In tray C the counters are simply paralleled by connecting all 17 output condensers to the input of a single cathode-follower. On the other hand, the circuits associated with trays A and B must be capable of handling two pulses which may be as close together as 1 μsec and, moreover, the first pulse of the pair must be accepted by the anticoincidence mixer, while the second must be accepted by the delay mixer. It will be apparent that to satisfy the last requirement it must be ensured that *either* there be no dead-times equal to or greater than one microsecond between the output of the counter tray and the mixing stage of the delay mixer, *or* if there be a long dead-time at some stage, then the first pulse must be prevented from reaching it and rendering it insensitive to the second pulse. The second of these conditions has been satisfied in our apparatus. The delay mixer input circuit has a long dead-time (about 100 μsec) but when operated from the «threshold amplifier» («threshold output») it receives only the *second* of two pulses which occur close together. From the «normal output» of the threshold amplifier, on the other hand, the first pulse of the pair is fed to the anticoincidence mixer.

A circuit diagram of the threshold amplifier* is shown in Fig.4. The output of each counter of the tray is fed to a separate tube (6AU6) whose purpose is to shape and equalize all pulses. Thus, the negative pulse resulting from a counter discharge cuts off the plate current of the associated 6AU6 very quickly (in about 0.1 μsec) with the result that at the plate an approximately rectangular positive pulse appears whose

---

*The characteristics of the «threshold amplifier» make it of possible use for several purposes. It may have application, for example, as a coincidence (or anticoincidence) mixer in counter arrays in which the functions of the counters are not individually specified. Thus by selecting output pulses of the appropriate magnitude, events in which only one, or only two, or two or more, etc., counters are discharged may be selected. While the present circuit has been designed for maximum simplicity, some refinements in the pulse shaping stages would give greater uniformity of size, and would be required for coincidences of higher order.

width (10—15 μsec) is determined by the differentiating time constant at the grid. The amplitude of this pulse is given by the steady potential drop across the 10 K plate resistor of the tube, and standardization of the pulse sizes from different tubes is improved by using both matched tubes and matched plate resistors. The outputs of all

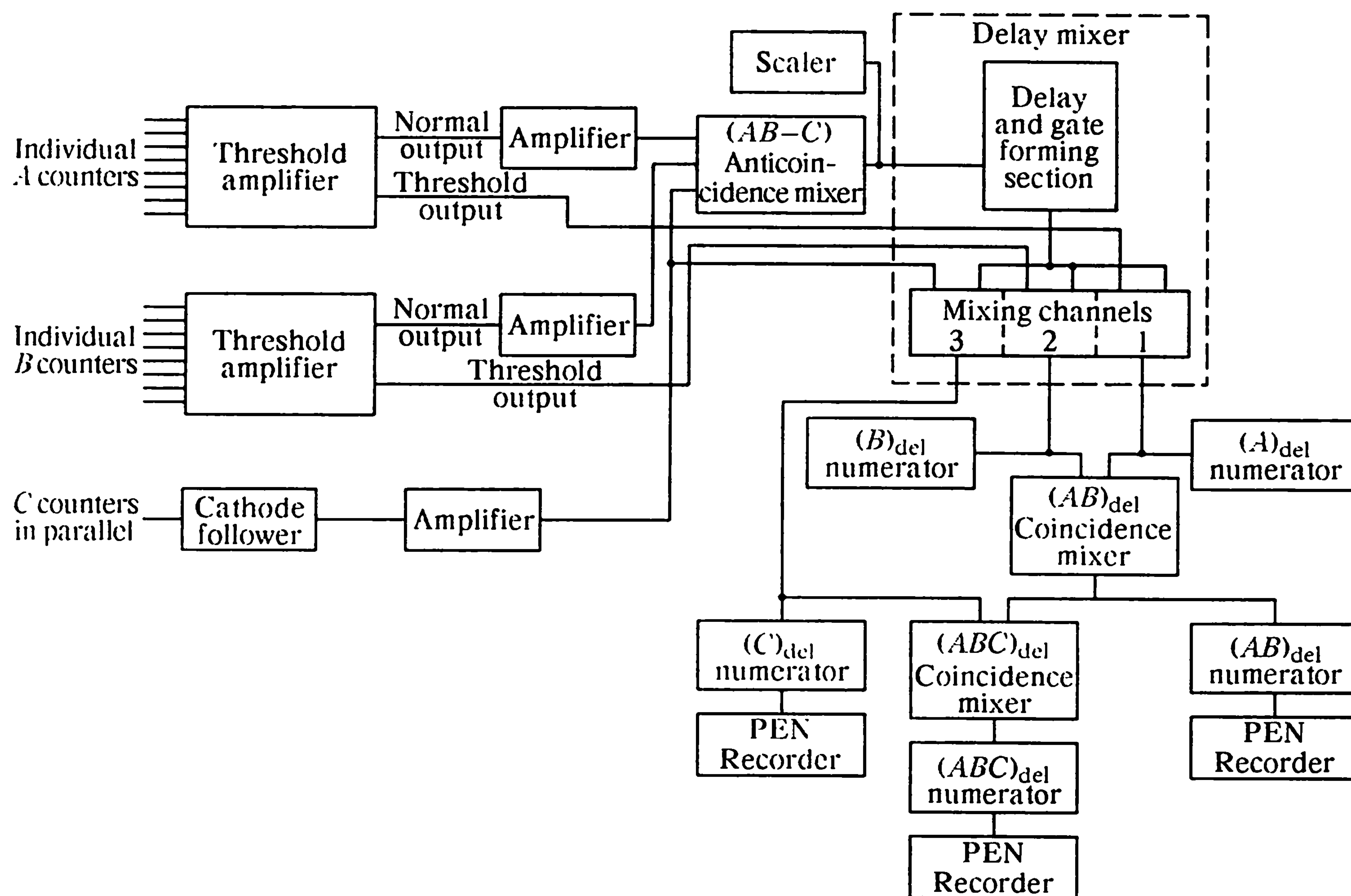


Fig.3. Detailed block diagram of the circuits used to record the delayed coincidences in the absorption measurements

tubes are mixed in a resistor network and output stage (6AQ5) whose operation is linear over the region in which it is used. (The use of negative feedback from plate to grid has the advantages of improving the linearity, and of reducing the output impedance.) Thus the discharge of a single counter results in a rectangular negative pulse at the 6AQ5 plate; the simultaneous discharge of two counters produces a rectangular pulse of twice the amplitude, and so on. A diode discriminator (EA50), with its bias adjusted to a voltage just greater than the amplitude of a single pulse, will therefore pass a standard pulse which has been preceded within an interval 0 to about 15 μsec by another standard pulse. In our application of this circuit, the discharge of one counter by a meson initiates a pulse which reaches the anticoincidence mixer via the «normal output» (no discriminator). On the other hand, only a second pulse, e.g., that due to a decay particle with a delay between 0 and 15 μsec, can pass the «threshold output» to trigger the input circuit of the delay mixer. All components of the circuit (excluding power supply) are mounted directly on the end of the counter

box. It is essential that the leads from the counters to the 6AU6 grids be short, and shielded from each other, but the output impedance is sufficiently low to tolerate several feet of low capacity cable.

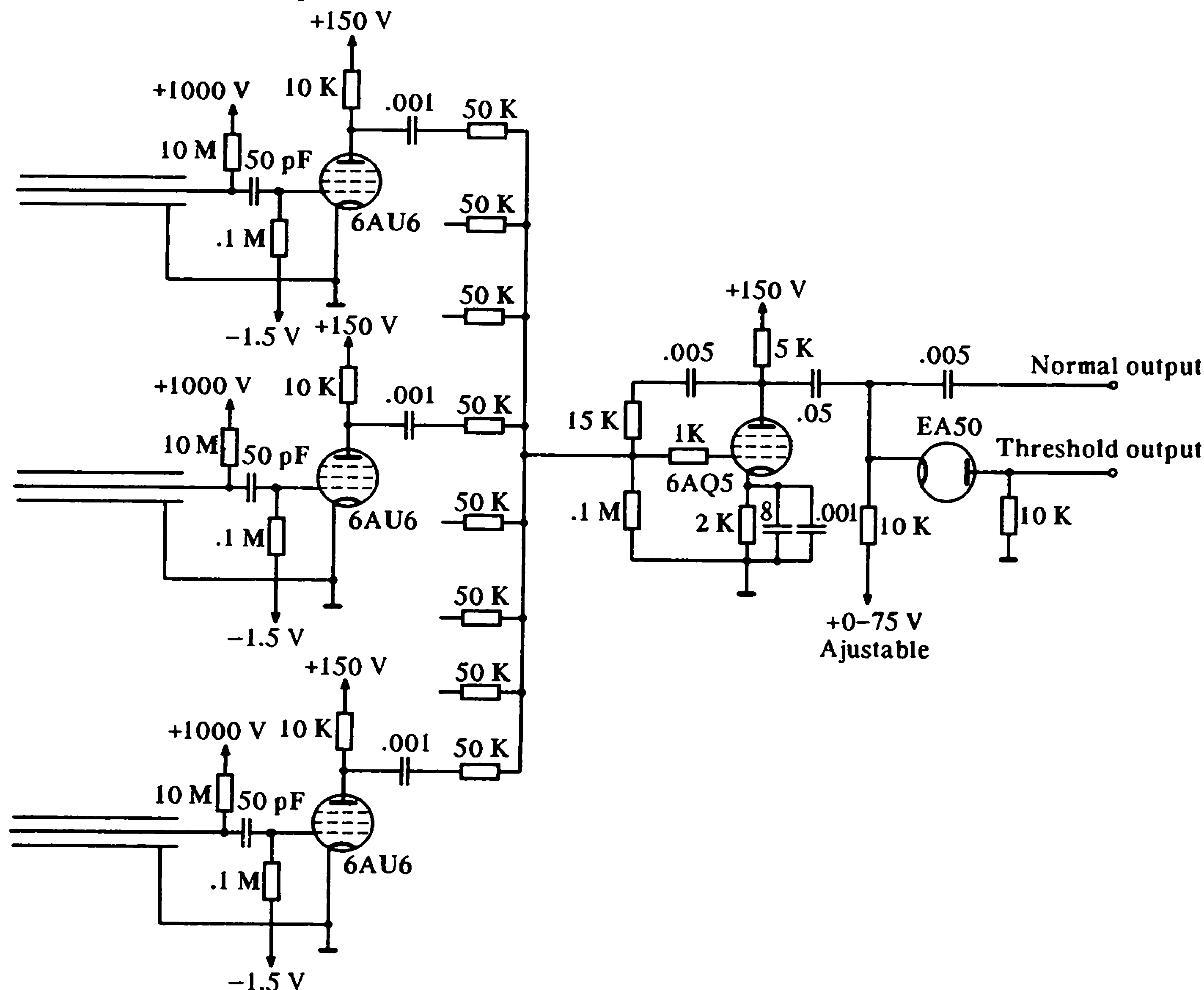


Fig.4. Schematic diagram of the threshold amplifier circuit, showing three of the eight parallel input stages with G–M counters

The «normal outputs» of the threshold amplifiers of trays *A* and *B* feed the two «coincidence inputs» of the anticoincidence mixer through «wave-front amplifiers». The latter are simply fast two-stage saturating amplifiers (gain below saturation about 10^3) which serve to bring the pulse front above the threshold of the anticoincidence mixer with negligible delay. In the case of tray *C*, where no threshold amplifier is required, the pulses are fed from a cathode-follower through a wave-front amplifier, and thence to the «anticoincidence input» of the mixer.

The anticoincidence mixer is of straightforward design, and will not be described in detail. The two coincidence channels and Rossi mixing stage are similar, with minor alterations, to the circuit described by Jelley [20]. Output pulses (positive) from the Rossi plates are shaped slightly and fed to a biased-off control grid of a 6SA7 anticoincidence mixing stage. A coincidence pulse renders the 6SA7 conducting (the second control grid has zero bias), and a large pulse results at the plate. However, should a pulse arrive simultaneously at the anticoincidence input, a large negative

pulse is applied by a trigger-pair to the second control grid of the 6SA7, and prevents the passage of plate current until well after the pulse on the first grid is over. The resolving times of either coincidence channel, with respect to a pulse in the other one,

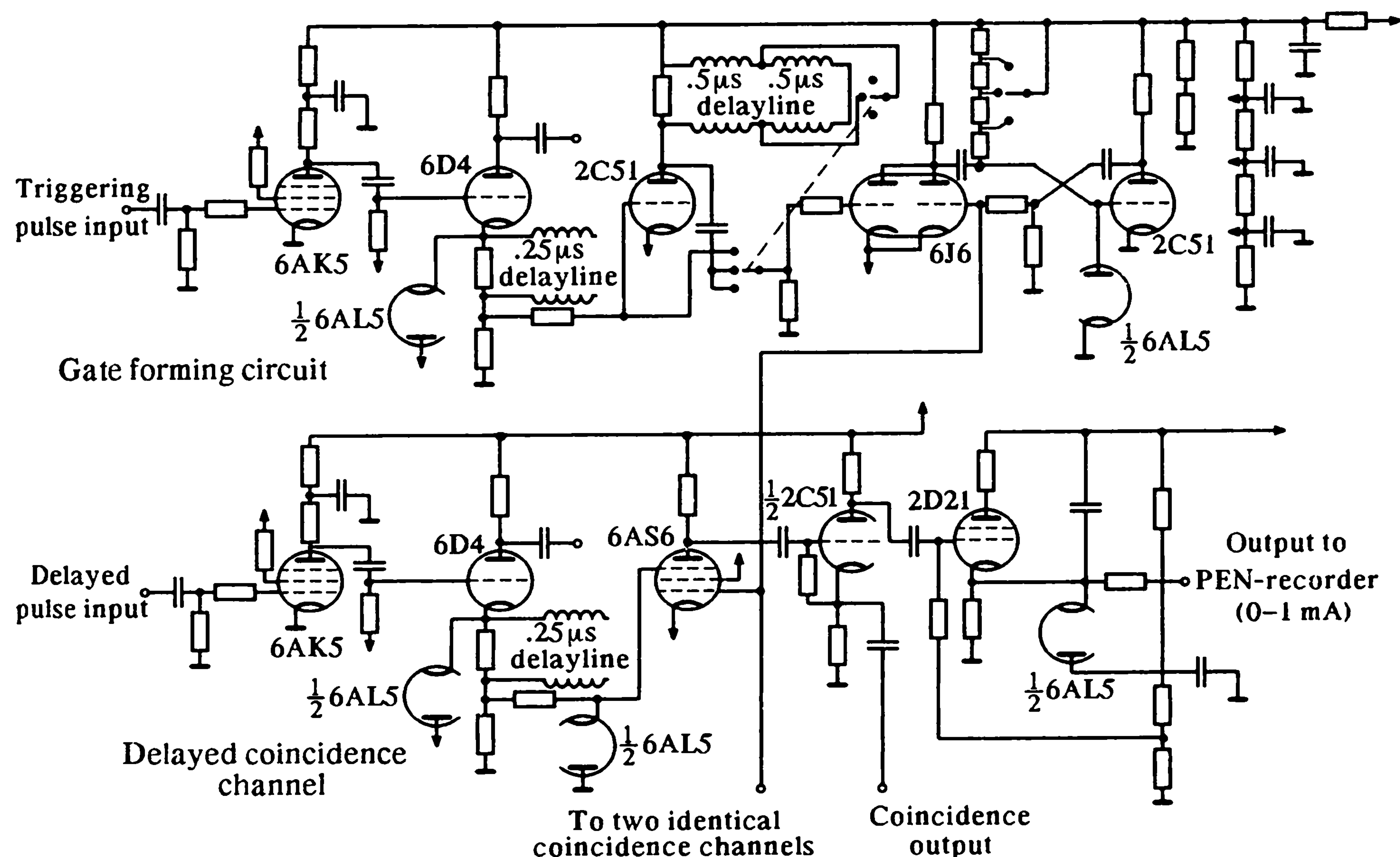


Fig.5. Schematic diagram of the circuit of the delay mixer. Delayed coincidence channels 2 and 3, not shown, are identical with channel 1. Switch selects the initial delay, which may be nominally 0 μsec (position 0), 1 μsec (position 1), or 2 μsec (position 2). The finite widths of the pulses produced by each channel have the effect of reducing these values by 0.4 μsec. Switch S_2 provides alternative gate widths of (a) 2 μsec, (b) 3 μsec, (c) 5 μsec, and (d) 7 μsec, approximately

is 1.0 μsec (i.e., ± 0.5 μsec). The resolving time of either coincidence channel with respect to a pulse in the anticoincidence channel is from – 0.6 to + 5 μsec. The output pulse from the mixer is delayed by about 0.6 μsec with respect to the latest coincidence input pulse.

The delay mixer was designed by Mr.G.B.Parkinson, who also supervised its construction for us in the Electronics Section of this Laboratory. Since a description of this instrument has not hitherto been published, we shall include here a circuit diagram (Fig.5) and a few points concerning its operation. The instrument consists essentially of one channel in which the initial input pulse (the «triggering» pulse), is delayed and made to generate a gating pulse of fixed width, together with three independent but identical channels in which «naturally» delayed input pulses are mixed with the artificially delayed gating pulse. In every channel an input pulse (negative) after amplification and reversal of sign by the first tube (6AK5), fires a thyratron (6D4). The latter, by virtue of the delay line in its cathode circuit, produces a standard rectangular pulse about 0.5 μsec in width, negative at the plate and positive at the

cathode. In the «triggering channel», the next stage (1/2 – 2*C*51) accepts the positive pulse from the thyratron cathode and delivers a positive pulse with a selected delay to the gate-forming trigger pair (6*J*6 + 1/2 – 2*C*51) . If zero delay is desired, the positive pulse is passed directly from the thyratron to the trigger circuit. On the other hand, delays of either 1 or 2 μsec are obtained with a shorted delay line which forms the plate load of the 2C51. The undelayed pulse at the plate of the 2C51 is negative and does not affect the 6J6; the reflected pulse is positive and actuates the trigger pair. The width of the positive rectangular gating pulse which is fed to the mixing stage in each delay channel may also be selected by a switch. Considering again one of the delay channels, the mixing tube (6AS6), which is normally cut off, receives positive standard pulses from the thyratron cathode of that channel on its suppressor grid, and positive gating pulses on its control grid. When these are coincident (the total resolving time is slightly less than the sum of the two pulse widths), a negative pulse appears at the mixer plate and drives the output tube (1/2 – 2*C*51) . From the cathode of the latter negative pulses are available for external use; from the plate positive pulses operate a built-in numerator (mechanical register operated by a thyratron). The delayed coincidences in the three channels are thus counted independently by three numerators; a fourth (spare) numerator, with a separate external input, is a useful addition. Each numerator has an output terminal whence a pulse may be obtained to drive the pen of a chart recorder so that, if desirable, the time of occurrence of a delayed coincidence may be observed.

The triggering input of the delay mixer is fed by the output of the anticoincidence mixer. The rate of triggering events $(AB - C)$ in the delay mixer is continuously monitored by a scalar. Delay channels 1, 2, 3 are fed by the «threshold output» from tray A, the «threshold output» from tray B, and the wave-front amplifier output from tray C, respectively; the outputs of these channels therefore correspond to the events $(A)_{del}$, $(B)_{del}$, and $(C)_{del}$. The events $(AB)_{del}$ are detected by mixing the $(A)_{del}$ and $(B)_{del}$ outputs in a two channel coincidence mixer (resolving time = 0.6 μsec) and the events $(ABC)_{del}$ are detected by mixing the output of the $(AB)_{del}$ mixer with the $(C)_{del}$ output in a second two-channel mixer (resolving time = 8 μsec). All delayed events are counted by individual numerators (it is arranged as a check that each delayed event is counted by two numerators fed from different points of the circuit), and the events $(AB)_{del}$, $(ABC)_{del}$, and $(C)_{del}$ are recorded on the moving charts of synchronized Esterline Angus recording milliammeters. The circuits of the two-channel coincidence mixers are similar to that given by Jelley [20], while the individual numerators each consist of a mechanical register and driving circuit, as used in the delay mixer.

The a.c. power is supplied to the electronic apparatus, with the exception of a few units whose operation is not critical, through voltage-regulating transformers. The d.c. voltages required for the counters are obtained from compact 1,200-V battery boxes with stepped outputs. A separate battery supplies the single operating voltage for each tray of counters.

4. Control Measurements. Many control runs, and tests of the proper operation of the apparatus, were made during the many months taken by the experiment. These checks may be divided into three categories: (a) those obtained continuously during the experimental runs, (b) those made periodically, once or twice a day, and (c) those made only occasionally. They will be described in turn.

(a) *Continuous checks.* (i) The number of triggering events $(AB - C)$ was counted continuously by a scalar. Readings taken usually twice a day showed whether the $(AB - C)$ rate had been normal throughout the preceding interval. The rate varied somewhat (between 30 and 37 per min), as expected, when different absorbers were inserted between trays A and B, but for a given condition fluctuations from the mean value were never more than a few per cent, and often much less, over long periods.

(ii) The rates $(B)_{del}$ and $(C)_{del}$, and therefore their sum $(B)_{del} + (C)_{del}$, are due chiefly to decay electrons from the source and so constitute an excellent check (a) of the constancy of the «source strength», (b) of the constancy of the delay and gate width of the delay mixer, and (c) of the proper performance of the B- and C-tray counters and their associated circuits. Twice-daily readings furnished interim checks, while the rates averaged over the complete run with a given absorber furnished a suitable reference intensity for that run. Fluctuations in these averaged rates with different absorbers were not appreciably greater than those expected from statistical causes, and, since the statistical errors in the $(AB - C)_{del}$ rates were at all times much greater, corrections for variation in «source strength» could be neglected. The mean $(B)_{del}$ rate during the whole experiment (2,155 hours of observation) was 4.1 per hour; the mean $(C)_{del}$ rate was 8.6 per hour.

(iii) The Esterline–Angus charts were examined carefully for evidence of non-randomness in the rates $(AB)_{del}$, $(ABC)_{del}$, or $(C)_{del}$, for assurance that each $(ABC)_{del}$ count was properly coincident with an $(AB)_{del}$ count, and for evidence of power failure or other irregularity.

(b) *Periodic Checks.* (i) Measurements of the single counting rates (A), (B), (C) (i.e., the total rate of each tray separately), indicated that the sensitivity of each tray was normal. The single rates varied somewhat with changes in absorber, and, of course, with drifts in the H.T. voltages, but the good reproducibility attained with a given absorber may be attributed in large part to the excellent characteristics of the counters. Typical values of the single rates with a thick absorber (80 g/cm^2 Pb) are:

$$(A) = 720 \text{ per min}, \quad (B) = 1030 \text{ per min}, \quad (C) = 2690 \text{ per min}.$$

(ii) The H.T. voltages supplied by the batteries to each tray of counters were checked, and readjusted when a drift $\pm$ 10 V occurred.

(iii) Some of the more critical d.c. voltages in the coincidence mixers were checked, and readjusted if they drifted beyond safe limits.

(iv) The shapes of certain standard pulses produced in the delay mixer were observed with a fast oscilloscope.

(c) *Occasional Checks.* (i) Control runs were made at appropriate intervals throughout the experiment with no decay particle absorber. In these «no absorber»

runs the rate $(AB - C)_{del}$ checks the sensitivity and proper performance of the whole apparatus. That this rate did not exhibit significant variation may be seen from Table 1, in which the values are grouped according to the two-week period during which they were obtained. The mean rate (0.77 ± 0.05 per hour) has been taken as a measure of the intensity with no absorber.

Table 1. Summary of $(AB - C)_{del}$ rates for «no absorber» runs

Two-week period	Hours of observation	$(AB - C)_{del} = (AB)_{del} - (ABC)_{del}$	
		Total counts	Counts per hour*
May 1–15	99	89	0.90 ± 0.10
June 1–15	71	50	0.70 ± 0.10
June 16–30	50	34	0.68 ± 0.12
July 1–15	30	22	0.73 ± 0.16
Aug. 1–15	49	39	0.80 ± 0.13
Aug. 16–31	87	65	0.75 ± 0.09
Sept. 1–15	22	16	0.73 ± 0.18
Total	408	315	0.77 ± 0.05

*All errors ascribed to measured counting rates in this paper are the statistical standard deviations.

(ii) On two occasions overnight were made with all conditions normal except that the H.T. voltages on the counters were removed. No counts due to faulty apparatus, electrical pick-up, or other spurious causes, were observed.

(iii) A fast triggered oscilloscope was used to verify that the pulses delivered by the counters, together with the pulses appearing at various points of the circuit, were of the proper shape.

(iv) If the counting rate at the «threshold output» of the threshold amplifier is measured for different bias voltages applied to the discriminating diode, a curve is obtained which consists of a series of downward (with increasing bias) steps (Fig.6). Along the horizontal portion of the first step all discharges (single or multiple) in the tray of counters are detected; the second step corresponds only to discharges of two or more counters, the third step to three or more, and so on. The lack of complete discontinuity between the steps, and the deterioration in rectangular form as the bias is increased, are due, of course, to imperfect standardization of the pulses. The operating bias is chosen to lie just above the transition between the first step and the second, and it is important that neither the shape of the bias curve in this region, nor the position of the operating point, change appreciably. Such an occurrence would result in not only a change in the effective resolving time for genuine delayed pulses but also in the possible registration of spurious delayed pulses due to circuit lags. The dotted curves in Fig.6 which show the number of spurious delayed counts recorded by the delay mixer (position 1) as a function of bias voltage, indicate the importance of the threshold amplifier stability. Bias curves for both A and B threshold amplifiers

taken at various times showed that their stability during the experiment was quite adequate.

(v) Two characteristic times are important in determining the sensitivity of the apparatus for the detection of decay particles: the total delay experienced by the triggering pulse («delay time»), and the resolving time for the delayed coincidence. The former is the time interval between the entrance of a meson and the moment when a decay particle can be first detected; it consists essentially of the sum of two artificially imposed delays, one in the anticoincidence mixer, and one in the triggering channel of the delay mixer. The resolving time is the length of the delayed time interval during which the decay particle can be detected, i.e., the effective gate width of the delay mixer, and is important for the estimation of the casual rate. These times were measured by means of a pulse generator which could supply from separate outputs two pulses whose time separation was adjustable. Thus delayed events could be simulated artificially, and by varying the interval between the pulses the delay time and resolving time were observed. The time separation of a pair of pulses was measured with the fast triggered oscilloscope, whose internal sweep-speed calibrator was checked by independent resolving-time measurements using two random sources with known rates. The delay time, is about 1.2 μsec; the value of the resolving time, used below for the computation of chance rates, is

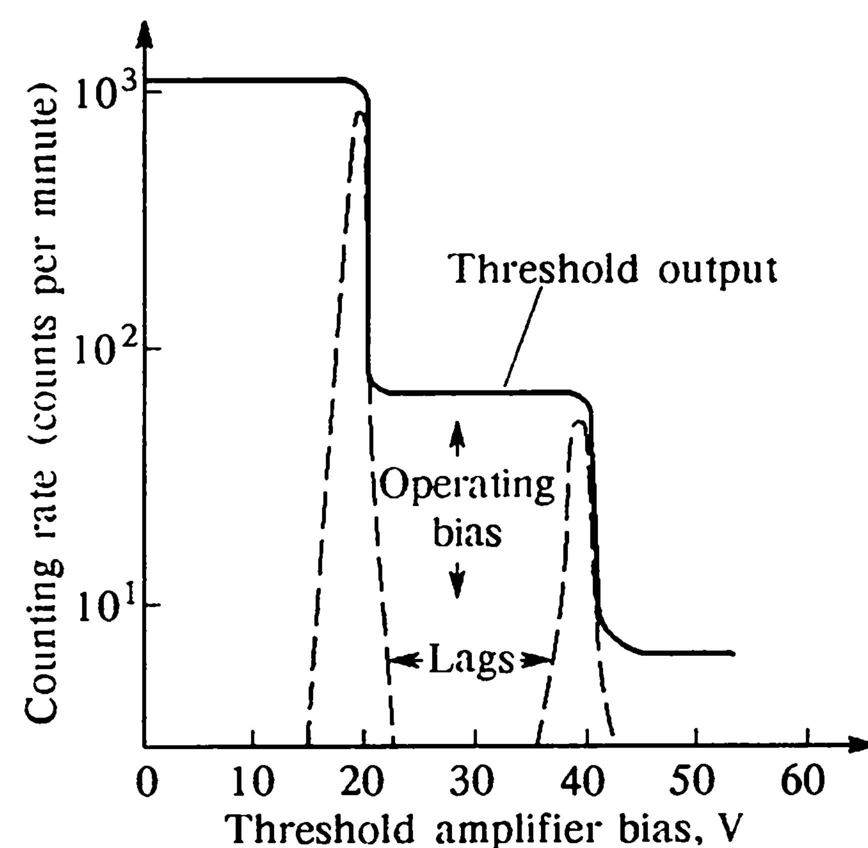


Fig.6. Bias curve for the threshold amplifier. The dotted curves indicate the number of spurious lags, greater than 1 μsec, which are produced when the bias is varied

$$\tau = 4.7 \pm 0.3 \ \mu\text{sec}.$$

The constancy of these values was confirmed by the appropriate control runs and monitoring rates which have already been described.

(vi) Besides the single rates (A), (B), (C), and the triggering rate ($AB - C$), to which reference has been made above, knowledge of a number of other (prompt) coincidence and anticoincidence rates is required in order to calculate those rates of chance delayed events which are of significance. Examination of these subsidiary prompt rates also furnished additional evidence that the apparatus was working properly. All rates were measured under circuit conditions approximating as closely as possible those of the experiment. For example, by means of a three-position switch the anticoincidence mixer could be made to function as a two- or three-channel coincidence mixer, and used to measure either (AB) or (ABC), without other change. For those coincidence events requiring the discharge of at least two counters of trays A or B (*viz.* (AA) or (BB)), the appropriate «threshold output» was used.

Most of these rates depended somewhat on the thickness of absorber present, and so were measured for various conditions; a typical set of values obtained with the 80 g/cm^2 lead absorber is given below* (per minute):

$$(AB) = 290 \pm 6, \quad (ABC) = 249 \pm 6,$$
$$(AAB - C) = 2.4 \pm 0.3, \quad (ABB - C) = 1.6 \pm 0.3,$$
$$(AABB - C) = 0.2 \pm 0.1, \quad (AB - C) = 30.5 \pm 0.3.$$

The value included for $(AB - C)$ is actually the mean triggering rate for the whole run with the 80 g/cm^2 lead absorber. These rates will be used in the next section for the computation of the chance rates.

5. Computation of Chance Rates. Because of the importance of a knowlegde of the contribution to the $(AB - C)_{del}$ rate by chance events, and the fact that the estimation of their rate for our arrangement is not as straightforward as usual, we shall discuss the chance rates in some detail.

It should be noted first that the chance delayed single events, which we designate by $(A)_{del}{}^{ch}$, $(B)_{del}{}^{ch}$, and $(C)_{del}{}^{ch}$, are due to any discharge in the tray in question that occurs, within the delayed resolving time τ, after a triggering event which does not «kill» the circuit of the associated delay channel. Thus the chance $(A)_{del}$ rate may be written approximately:

$$(A)_{del}{}^{ch} = [(AB - C) - (AAB - C)] \, [(7/8)(A)] \, \tau.$$

The reduction in the measured triggering rate $(AB - C)$ by subtraction of the term $(AAB - C)$ allows for those triggering events which, since they involve a double discharge in tray A, produce a pulse at the «threshold output» which «kills» the input channel of the delay mixer. They cannot therefore be associated with an $(A)_{del}$ count. On the other hand, not all the events represented by the measured (A) rate can give rise to a chance delay, for a fraction (roughly $1/8$), are not detected because of the dead counter.

Similarly, we may write:

$$(B)_{del}{}^{ch} = [(AB - C) - (ABB - C)] \, [(7/8)(B)] \, \tau.$$

On the other hand, the chance $(C)_{del}$ rate is given simply by:

$$(C)_{del}{}^{ch} = (AB - C) \, (C) \, \tau.$$

Chance events of the type $(AB)_{del}$, $(ABC)_{del}$, or $(AB - C)_{del}$, are due essentially to mesons traversing the apparatus so as to discharge counters in trays A and B between

*The meaning of the symbols will be apparent. For example, $(ABB - C)$ refers to those events in which the discharge of at least one counter of tray A is accompanied by the discharge of at least two of tray B, but is unaccompanied by any discharge in tray C.

1 and 6 μsec after a triggering event that has «killed» neither A nor B delay channel circuits. Following the reasoning already applied to $(A)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$ and $(B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, the following expressions may be written:

$$(AB)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = [(AB - C) - (AAB - C) - (ABB - C) + (AABB - C)]\ [(7/8)^2(AB)]\ \tau,$$

$$(ABC)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = [(AB - C) - (AAB - C) - (ABB - C) + (AABB - C)]\ [(7/8)^2(ABC)]\ \tau,$$

$$(AB - C)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = (AB)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} - (ABC)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} =$$

$$= [(AB - C) - (AAB - C) - (ABB - C) + (AABB - C)]\ [(7/8)^2(AB - C)]\ \tau.$$

(The very small term $(AABB - C)$ is properly added in the above expressions because it has otherwise been subtracted twice — as part of $(AAB - C)$ and as part of $(ABB - C)$.)

We give below typical values of the chance rates, calculated for the condition with 80 g/cm^2 lead absorber (per hour):

$$(A)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.08, \quad (B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.12, \quad (C)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.39,$$

$$(AB)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.028, \quad (ABC)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.024, \quad (AB - C)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = 0.0029.$$

It is estimated that the error (standard deviation) in the above rates is in each case ± 10 per cent.

The occurrence of types of casual delays other than chance events has not been mentioned above, and actually is of little importance in this experiment. Such delays may occur as a result of random time lags in the counter discharges, or because exceptionally slowly rising pulses from the counters may take an appreciable time to cross the threshold point of the threshold amplifier. Counter lags may contribute slightly to the single delayed rate $(C)_{\text{del}}$, and to a much smaller extent* to $(A)_{\text{del}}$ and $(B)_{\text{del}}$. On the other hand, a few threshold amplifier lags may be present in the $(A)_{\text{del}}$ and $(B)_{\text{del}}$ rates. However, the chance that two random lags occur simultaneously to produce multiple delayed events ($(AB_{\text{del}}$, etc.) is quite negligible, and so for these events, which are the significant ones in the experiment, only the chance rates need be considered.

The values of some of the chance rates can be verified experimentally. These checks will be described in the next section.

6. Experimental Results. The measurements made with absorbers of various materials and thicknesses extended over a period of about 5 months, during which the checks described above in Section 4 were applied to ensure that the apparatus was functioning properly. With a given absorber in position, readings were taken

*For example, a casual $(A)_{\text{del}}$ event from this cause can only result from a double discharge (AA), one pulse of which is accidentally lagged.

customarily twice a day until a sufficient number of hours of observation had been accumulated.

A list of the absorbers used, together with the measured values of all delayed coincidence rates, is presented in Table 2. Here, we have termed «nominal absorber thickness» the thickness of the absorber which is placed between trays *A* and *B*; the «total absorber thickness» is obtained by adding to the «nominal thickness» half the thickness of the carbon source (2.1 g/cm^2) plus the thickness of three (two for tray *B*, one for tray *A*) copper counter walls (2.1 g/cm^2). Runs with different absorbers were interspersed with short runs with the absorber removed, and all results obtained

Table 2. Delayed coincidence rates measured with various absorbers in arrangement of Fig.1 (counts per hour)

Absorber	Nominal absorber thickness g/cm^2	Total absorber thickness g/cm^2	Hours of observation	$(A)_{del}$	$(B)_{del}$	$(C)_{del}$	$(B)_{del} + (C)_{del}$	$(AB)_{del}$	$(ABC)_{del}$	$(AB - C)_{del} = (AB)_{del} - (ABC)_{del}$
No absorber	0	4.2	408	1 56±0.06	4.0	8.5	12.5±0.2	0.82	0.05	0.77±0.05
Carbon	5.1	9.3	67	1.09±0.13	3.7	8.7	12.4±0.4	0 57	0.03	0.54±0.09
Carbon	13.6	17.8	142	0.53±0.06	4.9	9.2	14.1±0.3	0.21	0.04	0.17±0.04
Carbon	16.1	20.3	250	0.34±0.04	4.0	8.3	12 3±0 2	0.12	0.02	0.10±0.02
Carbon (16.1 g/cm^2) + Iron (2.6 g/cm^2)*	18.7	22.9	158	0.21±0.04	4.3	8.7	13.0±0 3	0.08	0 02	0.06±0.02
Carbon (13.6 g/cm^2) + Copper (14.2 g/cm^2)*	27.8	32.0	119	0.18±0.04	4.2	8.3	12.5±0.3	0.08	0.03	0.05±0.02
Aluminum	26.7	30.9	94	0.15±0.04	3.8	7.8	11 6±0.4	0.06	0.02	0 04±0.02
Lead	4.1	8.3	121	0.91±0.09	3.9	7.3	11.2±0.3	0.44	0.02	0.42±0.06
Lead	8.2	12.4	90	0.51±0.08	4.0	10.2	14.2±0.4	0.29	0.01	0 28±0.06
Lead	16.5	20.7	154	0.21±0.04	3.6	10.9	14.5±0.3	0.09	0.04	0.05±0.02
Lead	33.7	37.9	183	0.19±0.03	4.2	8.1	12.3±0.3	0.08	0.04	0.04±0 02
«Thick» lead**		~100	369	0.10±0.02	4.1	8.6	12.7±0 2	0.02	0.02	2 in 369 hours

*The maximum thickness of graphite for which there was sufficient space was 16.1 g/cm^2 (9.5 cm). When it was observed that an appreciable number of $(AB - C)_{del}$ events were recorded with this thickness, some of the graphite near tray *A* was removed, and replaced by denser material (iron or copper). In this way the total absorber thickness was increased without changing geometry, but at the sacrifice of homogeneity of absorber. However, it is probable that the results obtained in these cases are not very dissimilar to those which would have been obtained if the absorber consisted of the same thickness of pure carbon, for the first part of the decay particle path, where the rate of energy loss is most sensitive to change of *Z*, lies in the carbon as before.

**Combined results from two runs, one of 211 hours with 80 g/cm^2 lead, and one of 158 hours with 95 g/cm^2 lead; in both cases the lead was supported by 6 g/cm^2 steel.

in these short runs are combined to give the values presented in Table 2 for the condition «no absorber».

A few points concerning the rates given in Table 2 are of interest. The rate $(A)_{\mathrm{del}}$ of course changes with absorber. The fact that $(A)_{\mathrm{del}}$ is consistently higher than the rate $(AB)_{\mathrm{del}}$ may be attributed to several causes: (1) decay particles which pass through the dead counter of tray B and traverse the absorber to produce a discharge of tray A; (2) decay particles from mesons stopped in the counter walls of tray C which can «see» tray A without intersecting the sensitive area of tray B; (3) more chance $(A)_{\mathrm{del}}$ events than chance $(AB)_{\mathrm{del}}$; (4) random lags in A. That random lags contribute little may be seen from the fact that the measured $(A)_{\mathrm{del}}$ rate with the «thick lead» absorber is equal, within the error, to the estimated chance rate.

The constancy of the rates $(B)_{\mathrm{del}}$, $(C)_{\mathrm{del}}$, and thus $(B)_{\mathrm{del}} + (C)_{\mathrm{del}}$, with different absorbers may be observed. The fluctuations in $(B)_{\mathrm{del}} + (C)_{\mathrm{del}}$ are neither large enough, nor systematic enough, to warrant corrections to $(AB - C)_{\mathrm{del}}$. The mean $(B)_{\mathrm{del}} + (C)_{\mathrm{del}}$ rate for the whole experiment is 12.7 per hour, of which it is estimated that about 9 per hour are due to decay particles from the graphite source, about 1 per hour are due to decay particles from counter walls, 0.5 per hour are chance events, and the rest are random lags.

The rate $(ABC)_{\mathrm{del}}$ is also constant, at least to within the large statistical uncertainty, throughout the experiment. Since these events should be only of chance origin, their number furnishes a useful check on the correctness of the calculated value $(ABC)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}}$. In a total of 2,155 hours, 65 $(ABC)_{\mathrm{del}}$ events were counted, or 0.030 ± 0.004 per hour. This rate lies satisfactorily between the estimated extreme values of $(ABC)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}} = 0.024$ per hour with 80 g/cm^2 lead absorber, and 0.037 per hour with no absorber. Since the ıatio $(AB - C)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}}/(ABC)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}}$ should be equal to the ratio of prompt coincidences $(AB - C)/(ABC)$ (about 0.12), this experimental check of $(ABC)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}}$ also is a strong evidence that our value (0.003 per hour) of $(AB - C)_{\mathrm{del}}^{\mathrm{ch}}$ is estimated correctly*.

Direct evidence that the chance $(AB - C)_{\mathrm{del}}$ rate at least does not greatly exceed our estimate is provided by the results of runs with thick lead absorbers (80 g/cm^2 and 95 g/cm^2). In 369 hours only 2 $(AB - C)_{\mathrm{del}}$ events were registered, while in the same time 9 $(AB)_{\mathrm{del}}$ and 7 $(ABC)_{\mathrm{del}}$ events were registered; all are consistent with the estimated chance rates.

Examination of the last column of Table 2 shows that the $(AB - C)_{\mathrm{del}}$ rate is of the order of one per day for all absorbers having thicknesses in the range of 20 to

*Some subsidiary tests, in which the low intensity chance delayed rates were increased by predictable factors to the point where they could be measured without difficulty, also supported the validity of our estimates.

40 g/cm^2. Although these low rates have been measured with very poor accuracy, they are, nevertheless, over ten times the chance rate, and so can only be attributed to a very penetrating radiation associated with the meson decay. The immediate consequences of this result are discussed in the succeeding section, while an investigation of the nature of the penetrating radiation forms the subject of Part II of this paper.

In order to check quickly that the penetrating radiation is not associated *only with the decay of negative mesons*, the carbon source was replaced by a copper one of approximately the same area, but 23 g/cm^2 thick. Now, since all mesons stopped between trays B and C are brought to rest in copper (or brass), only radiation from the decay of *positive* mesons [8] can be responsible for any $(AB - C)_{del}$ effect observed. The essential results of the measurements with copper source, with and without a 25 g/cm^2 lead absorber, are given in Table 3. Since the chance rates are approximately

Table 3. Summary of results obtained with a copper source

Absorber	Hours of observation	$(AB - C)_{del}$	
		Total counts	Counts per hour
No absorber	45	44	1.0
25 g/cm^2 lead	197	9	0.05

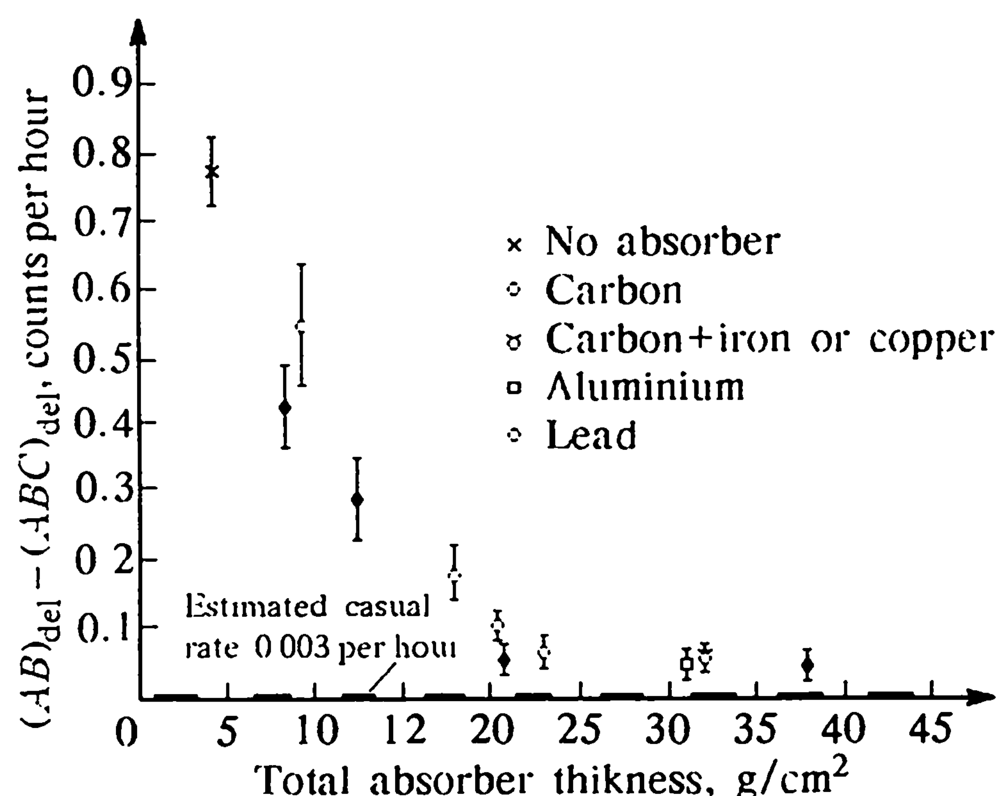


Fig.7. Results of the absorption measurements. The $(AB - C)_{del}$ rates are plotted against the total absorber thickness for each element used

the same as with the carbon source, the observed rate with the lead absorber is evidently a genuine decay effect, and establishes that the penetrating radiation is not exclusively a consequence of negative meson decay.

7. Discussion. The rates $(AB - C)_{del}$ presented in Table 2 are plotted against the total absorber thickness in Fig.7. Here the reality of the existence of the penetrating radiation is apparent, and the distribution of points for all absorbers strongly suggests the division of the decay radiation into two components according to their relative penetration. Thus, for example, the «soft component» is essentially absorbed by about 25 g/cm^2 carbon; the «hard component», on the other hand, is easily detected after 38 g/cm^2 lead.

The interpretation of Fig.7 must be conditioned by the following considerations: (i) The «geometry» of our experimental arrangement is poor — the ratio of thicknesses of absorber presented to decay particles incident normally, and at extreme inclination, is 1 : 2.5; (ii) the statistical accuracy of the points is low because of the low decay particle intensity; (iii) it is inherently difficult to assess the effect of straggling in range of the decay particles due to scattering and to radiative collision (bremsstrahlung) energy losses. While the possibility of deriving the true energy spectrum of the decay particles is therefore immediately precluded, nevertheless certain observations based chiefly on consideration of maximum ranges can be made.

Table 4. Approximate values of energy loss, range, and total energy radiated for electrons of 25 and 50 MeV in various elements (calculated with rough formulas of Bloch, Bethe and Heitler [21])

Element	Carbon		Aluminum		Copper		Lead	
Energy E_0 (MeV)	25	50	25	50	25	50	25	50
$-(dE/dx)_{coll}$ (MeV g^{-1} cm^2)	1.8	1.9	1.7	1.9	1.6	1.7	1.3	1.4
$-(dE/dx)_{rad}$ (MeV g^{-1} cm^2)	0.34	0.74	0.70	1.5	1.4	3.0	3.4	7.0
$-(dE/dx)_{tot}$ (MeV g^{-1} cm^2)	2.1	2.6	2.4	3.4	3.0	4.7	4.7	8.4
R_{max} (g cm^{-2})	14	26	15	27	17	30	19	37
R_{av} (g cm^{-2})	13	22	12	19	12	18	9.5	13
$(E_0)_{rad}$ (MeV)	2.1	7.9	4.2	14	7.3	22	13	33

We shall use for reference the values of rate of energy loss and range for *electrons* of 25 and 50 MeV in different elements which are presented in Table 4. These values are calculated from approximate formulas according to Bloch, and to Bethe and Heitler [21], with rough corrections for the Fermi polarization effect [22]. The quantities are defined as follows:

$-(dE_0/dx)_{coll}$ is the average energy loss per unit path length by an electron of energy E_0 due to ionization collisions;

$-(dE_0/dx)_{rad}$ is the corresponding average energy loss due to radiation;

$-(dE_0/dx)_{tot} = -(dE_0/dx)_{coll} - (dE_0/dx)_{rad}$ is the average total energy loss per unit path length by an electron of energy E_0;

$-R_{max} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-(dE/dx)_{coll}}$ is the maximum range (integrated path length) of an electron of initial energy E_0 (i.e., radiation loss omitted);

– $R_{av} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-(dE/dx)_{tot}}$ is the average range (integrated path length) of an electron of initial energy E_0;

– $(E_0)_{rad}$ is the average total energy lost as radiation by an electron of initial energy E_0 before it comes to rest.

We note first the considerable $(AB - C)_{del}$ rate observed with a carbon absorber thickness equivalent to the *maximum* range of a 25 MeV electron (14 g/cm^2). The two-particle decay hypothesis (Eq.(3)) for which all electrons have a unique energy 25 MeV therefore is untenable. That the observed intensity (0.3 count per hour) could only be due in small part to bremsstrahlung from 25 MeV electrons may be seen from the following rough argument*. The total number of decay particles emitted within the solid angle of acceptance of the counters is 0.8 per hour ($(AB - C)_{del}$ rate with no absorber). The average total energy radiated by a 25 MeV electron which starts in the carbon source, traverses the counter walls of tray *B*, and is stopped in the carbon absorber, is estimated to be < 5 MeV. For simplicity, we assume that all photons are emitted in the forward direction, and neglect absorption. The maximum efficiency of a counter for detecting an incident photon is taken to be 1 per cent/MeV. (See Part II, Section 7.) The counting rate which can be attributed to bremsstrahlung assuming all decay particles to be electrons of initial energy 25 MeV is therefore

$$< 0.8 \cdot 5 \cdot 0.01 = 0.04 \text{ per hour.}$$

At absorber thicknesses greater than the maximum range of a 50 MeV electron (26 g/cm^2 carbon), the $(AB - C)_{del}$ rate is 0.04 per hour. This rate we consider to represent the intensity of the «hard component», since it is not reduced very greatly by the introduction of even 38 g/cm^2 of lead. It might be pointed out here that most of the counting time in the absorption experiments was spent in establishing the reality of the «hard component».

To identify the «hard component» with charged particles is to invoke excessively high energies (e.g., up to 100 MeV or more) which cannot be accounted for by any μ-meson decay process. An alternative explanation is to attribute the effect to a neutral radiation which is associated with the meson decay process or its products, and which can give effects detectable by the counters.

One radiation which does have the required properties to explain qualitatively the «hard component» is the γ radiation resulting from bremsstrahlung processes suffered by the charged decay particles. It may be noted, in fact, that the points of Fig.7 suggest a stronger absorption** of the «soft component» in lead than in graphite; such a phenomenon would indicate a significant radiation loss. It has been shown above that the counting rate to be expected due to bremsstrahlung from 25 MeV electrons is

*A more detailed consideration of this problem is given in Part II.

**For more conclusive evidence see Part II.

< 0.04 per hour. A similar estimate for electrons of 50 MeV gives an upper limit of 0.10 counts per hour. The intensity of the «hard component» is not, therefore, inconsistent with the effect to be expected from bremsstrahlung, assuming that the decay particles are electrons, either negative (carbon source), or positive (carbon and copper sources). Furthermore, it may be noted that the relative intensities measured with the three thickest lead absorbers, although measured to a very low accuracy, are not in conflict with the expected [21] absorption coefficient for γ radiation, which lies in the range 0.45—1 cm^{-1} for all energies between 1 and 50 MeV.

In Part II experiments are described which give strong evidence that the «hard component» is, in fact, bremsstrahlung from the particles constituting the «soft component».

Before passing to the description of these experiments, it may be useful to compare our absorption measurements with those of Steinberger [13]. As for the «soft component», our results are in agreement with his. Because his intensity was higher than ours (a much larger number of counters was used), Steinberger was able to analyze his absorption curves in more detail than we felt justified in doing. On the other hand, the fact that the casual rate in Steinberger's experiments was much higher than in our experiment made it impossible for him to investigate the «hard component».

Part II. The Bremsstrahlung Component

1. General Considerations. Because of the limitations described in Part I which are attendant on the interpretation of the absorption measurements, and, in particular, of the effect observed with thick absorbers, attention was turned to an investigation of the nature of the «hard component». This work was directed toward determining two points: (1) whether or not a neutral radiation is responsible for the great penetrating power of the «hard component», and (2) the dependence of the observed intensity of the «hard component» on the atomic number of the absorber. Furthermore it evolved, from the results of these investigations, that it was possible to derive information on the mass of the charged decay particles from considerations of their radiative power.

The method used to investigate question (1) was essentially to divide the (thick) decay particle absorber by an intermediate tray of counters. It is then possible to see whether or not a delayed coincidence due to the hard component (i.e., detected entering and leaving the total thick absorber) is accompanied by a discharge of the intermediate tray. Now, since the efficiency of the intermediate tray for detecting a charged decay particle must be high, the type of geometry (Fig.1) used for the absorption measurements is unsuitable. Thus the possibility that the decay particle passes through a counter which has been rendered insensitive by the incoming meson itself, giving by the absence of a pulse from the intermediate tray an apparent but false anticoincidence, must be avoided. To do this the counters used to detect decay particles must be distinct from those used to detect the stopped mesons; the former have therefore been placed below the source for this experiment, and they detect decay particles travelling in a downward direction.

To observe the Z dependency of the «hard component», a similar arrangement of counters was used in which absorbers of carbon and lead could be interchanged with a minimum disturbance of the apparatus in every other respect.

A description of the counter arrangement, decay particle source, and counting apparatus, which is applicable to both experiments reported in Part II, is given in the next section.

2. Apparatus. The disposition and function of the apparatus used in these experiments may be understood by referring to Fig.8, in which the left-hand side shows the arrangement of counters and source (variations in the distances between counter trays C, D, and E and in the absorbers occupying these spaces will be described later) and the right-hand side is a simplified block diagram of the counting circuits. Cathode-followers, wave-front amplifiers and a threshold amplifier for tray B, have been omitted for simplicity (compare Figs. 1 and 3).

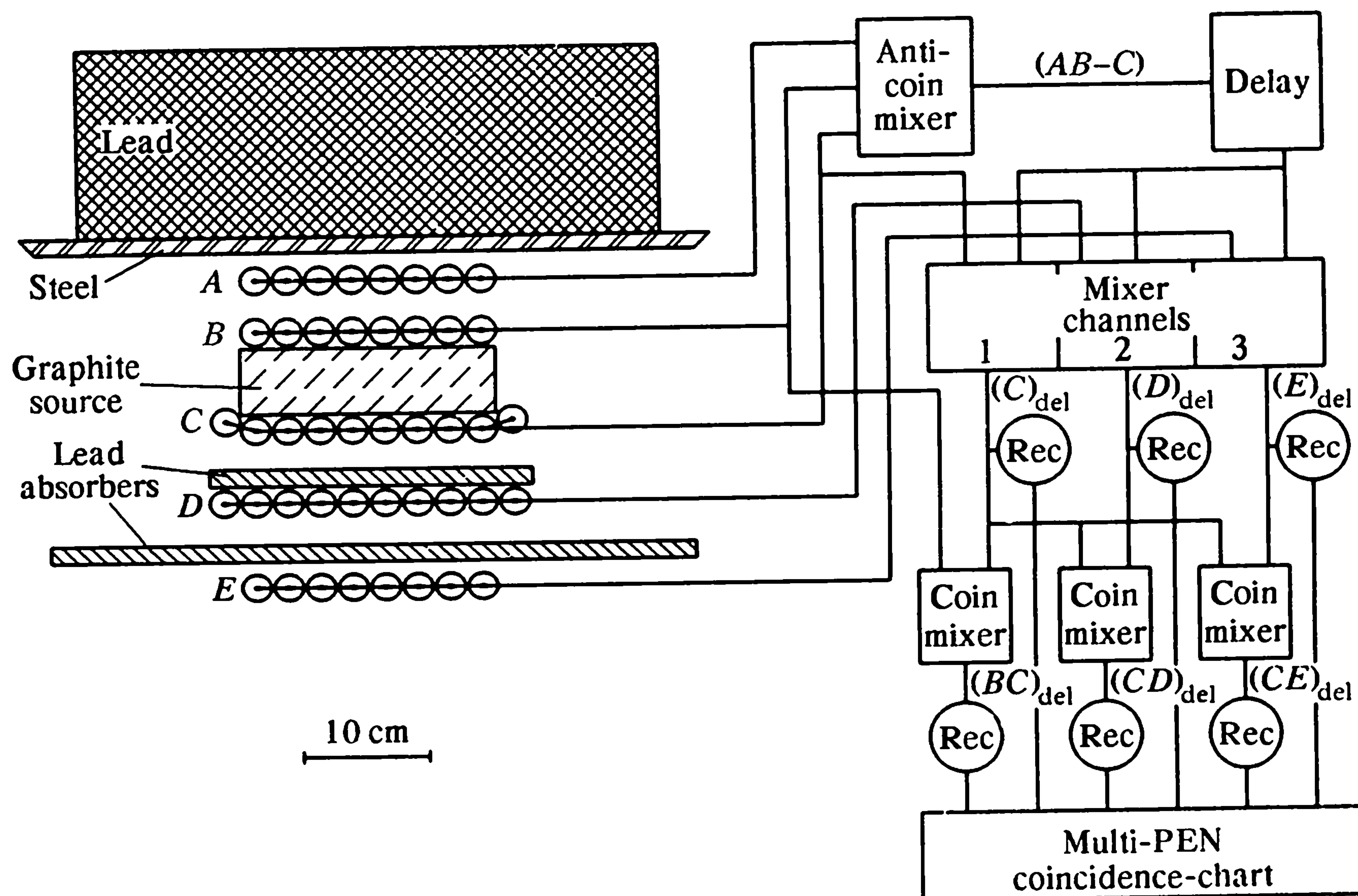


Fig.8. Experimental arrangement for the detection of bremsstrahlung, with simplified block diagram of the circuits. The lengths of the counters and source are about 40 cm

The counters used (15-inch copper counters in trays A and B, 16-inch brass counters in trays C, D, and E) are described in Part I, Section 2. In trays C and D the aluminum shelves that support the counters have been cut away opposite the sensitive areas of the latter, so that there is no solid material between the source and tray E other than the counter walls and the absorbers which may be inserted. The individual electronic circuits are described in Part I, Section 3.

Mesons stopped in the graphite source (20 cm × 40 cm × 8.5 g/cm^2 thick) are detected by the anticoincidence $(AB - C)$ as before. The delayed coincidence events $(C)_{del}$, $(D)_{del}$, or $(E)_{del}$, which may be due to a decay particle traversing trays C, D, or E between 1 and 6 microseconds after a meson stops, are selected by the three channels of the delay mixer. The outputs of these channels are mixed in pairs in two-channel coincidence mixers in order to observe events of the type $(CD)_{del}$ and $(CE)_{del}$. A third two-channel mixer accepts pulses from the first channel of the delay mixer ($(C)_{del}$ pulses) and from the «threshold output» from B, and therefore effectively detects events of the type $(BC)_{del}$. The $(BC)_{del}$, $(CD)_{del}$, and $(CE)_{del}$ pulses are recorded by different pens of an Esterline–Angus ten-pen «Operation Recorder» with a chart speed of 4 inches per hour. Since the rates of these pulses are always small (a few per hour or less), it is convenient to detect coincidences or anticoincidences between these events by observing their correlation in time on the chart. We shall therefore refer to the ten-pen recorder as the «coincidence chart».

The events $(BC)_{del}$ are recorded in order to reduce the chance rate of delayed coincidences for the three lower trays; thus if an event $(C)_{del}$, $(D)_{del}$, or $(E)_{del}$ is accompanied by a discharge of tray B, we attribute it to the chance passage of a second meson and disregard it. The significant delayed events defined with reference to the records on the coincidence chart are listed below: $(CD - B)_{del}$ refers to all $(CD)_{del}$ pulses non-coincident with a $(BC)_{del}$ pulse; $(CE - B)_{del}$ refers to all $(CE)_{del}$ pulses non-coincident with a $(BC)_{del}$ pulse; $(CDE - B)_{del}$ refers to those $(CE)_{del}$ pulses which are coincident with a $(CD)_{del}$ pulse, but non-coincident with a $(BC)_{del}$ pulse; $(CE - D - B)_{del}$ refers to those $(CE)_{del}$ pulses which are non-coincident with either a $(CD)_{del}$ pulse or with a $(BC)_{del}$ pulse. The more frequent delayed events $(C)_{del}$, $(D)_{del}$, and $(E)_{del}$ are also recorded separately on the chart, so that their time-distribution can be observed. Finally, another pen is used to indicate main power failure.

3. Control Measurements. The various control measurements and checks of the proper functioning of the apparatus, were essentially similar to those described in Part I, Section 4. They are listed briefly below, with comments only in those cases where there are significant differences from the procedures or data of Part I.

(a) *Continuous Checks.* (i) The triggering events $(AB - C)$ were counted continuously. The rate was between 75 and 80 per min for all runs and, as expected, was not influenced by the absorbers. That the triggering rate is much higher than in Part I is due mainly to the smaller separation of trays A and B.

(ii) The rate $(C)_{del}$ was used as an over-all check of the «source strength» and sensitivity of the apparatus. No significant variations in this rate (18 per hour) were observed for all runs in which absorbers were present between trays C and D and D and E; with these absorbers removed there were indications of a slight decrease

(1 per hour or less). This difference might be explained as being the contribution to $(C)_{del}$ from mesons which «leak» past tray C and decay in the absorber. In the absence of the source (and absorbers) the $(C)_{del}$ rate was 3 per hour of which we estimate that 0.5 per hour are chance, 0.5—1 per hour are due to decay particles from mesons stopped in counter walls and the balance may be attributed to random counter lags.

(iii) All coincidence chart records were examined for evidence of spurious events or improper mixing.

(b) *Periodic Checks.* (i) The single counting rates for the separate trays were checked daily. Their magnitudes are illustrated by the following mean values obtained during the experiment described in Section 6 below (see Fig.9, I or II); they are somewhat different for other variations of this geometry, or if the absorbers are removed (per minute):

$$(A) = 1015, \quad (B) = 1060, \quad (C) = 1585,$$

$$(D) = 1560, \quad (E) = 1285.$$

(ii) Checks of voltages and pulse shapes were made as described in Part I.

(c) *Occasional Checks.* (i) Check runs made with no decay particle absorbers will be referred to later. In each arrangement (Section 5, Section 6, below) a short run was made with the source removed as well, to verify that most of the counts which are attributed to decay particles disappeared.

(ii) Several of the occasional check measurements described in Part I were not made during this part of the work. They were felt to be unnecessary since (a) the apparatus was checked carefully at the beginning, (b) the runs described in Section 5 took a relatively short time and (c) the measurements in Section 6 consisted of the periodic alternation of two conditions which were to be compared.

(iii) The various prompt coincidence rates required for computation of the chance delayed rates were measured for each variation of counter-absorber geometry. The typical set of rates given below applies to Section 6 (I and II); they would be somewhat different for the counter tray separations used in Section 5 (per minute):

$$(ABB - C) = 11 \pm 1, \quad (BC) = 445 \pm 11,$$

$$(CD) = 487 \pm 10, \quad (CD - B) = 202 \pm 7,$$

$$(CE) = 267 \pm 7, \quad (CE - B) = 117 \pm 5,$$

$$(CE - D) = 10.4 \pm 1.0, \quad (CE - D - B) = 3.6 \pm 0.5,$$

$$(AB - C) = 78 \pm 1 \ \text{(mean triggering rate)}.$$

Other rates required may be derived from the above; for example,

$$(BCDE) = (CE) - (CE - B) - (CE - D) + (CE - D - B), \ \text{etc.}$$

4. Computation of Chance Rates. As in Part I, a knowledge of the chance rates of delayed coincidences of different types is essential in order to interpret the results

correctly. Moreover, since in the most significant cases they are too low to measure easily, calculated values must be used. A discussion of the formulas which were used follows.

It should be noted that, for the arrangement shown in Fig.8, corrections for dead counters and for instrumental dead-times are introduced only when trays B or D cancel chance delayed events. Thus chance rates as $(C)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(D)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(E)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(CD)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(CE)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, etc., are given accurately by such expressions as

$$(C)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = (AB - C)\,(C)\,\tau, \qquad (CD)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = (AB - C)\,(CD)\,\tau,$$

etc. On the other hand $(C - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(CD - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$, $(CDE - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$ are given only *very approximately* by the simple relations:

$$(C - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} \sim (AB - C)\,(C - B)\,\tau,$$

$$(CD - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} \sim (AB - C)\,(CD - B)\,\tau,$$

$$(CDE - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} \sim (AB - C)\,(CDE - B)\,\tau,$$

for after a triggering event $(AB - C)$ we find *either* one dead counter in tray B which is impotent to cancel a delayed event, *or* a dead circuit in the $(BC)_{\text{del}}$ mixer (if two or more B counters fired) so that the whole B tray is ineffective for subsequent canceling. It follows then that, for example, $(CDE - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$ is given very closely by

$$(CDE - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}} = \langle [(AB - C) - (ABB - C)] \times$$

$$\times [(CDE) - (7/8)\,(BCDE)] + (ABB - C)\,(CDE)\rangle\,\tau,$$

and similarly for other expressions containing $-B$.

The evaluation of the important rate $(CE - D - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$ is even more elaborate and a detailed formulation will not be given here. We shall, however, describe the two chance sequences of events which contribute chiefly to the effect. First, a triggering event $(AB - C)$ may be followed by a chance $(CE - D - B)$ (e.g., by meson which misses tray B, discharges C, «leaks» through D and discharges E). Alternatively, a triggering event of the type $(ABD - C - E)$ (e.g., a meson discharges trays A and B, «leaks» through C, discharges D (whose circuit has a long dead-time) and misses E), is followed by a chance $(CE - B)$. The contributions to $(CE - D - B)_{\text{del}}{}^{\text{ch}}$ from both of these effects have been estimated, taking into account the corrections for dead counters and dead circuits and turn out to be of comparable magnitude. Effects due to other combinations of events, in particular those due to the chance coincidence of *three* independent events within the resolving time, are much smaller, and are neglected.

The computed values of chance rates for the more important delayed events are listed in Table 5; the three columns of values are applicable to the two variations in geometry described in Section 5 and to the variation used in Section 6 (with either

absorber arrangement I or II). The resolving time has been taken as 4.7 ± 0.3 μsec — the value used in Part I.

Table 5. Chance rates computed for the experimental arrangements of Part II (counts per hour)

Type of event	Arrangements for the detection of neutral radiation (Section 5)		Arrangements I and II for testing the Z dependence (Section 6)
	Lead below C	Carbon below C	
$(C - B)_{del}^{ch}$	0.4 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1
$(CD - B)_{del}^{ch}$	0.11 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.01
$(CE - B)_{del}^{ch}$	0.08 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.01
$(CDE - B)_{del}^{ch}$	0.07 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.06 ± 0.01
$(CE - D - B)_{del}^{ch}$	0.006 ± 0.001	0.004 ± 0.001	0.004 ± 0.001

5. Detection of Neutral Radiation. In the first experiment designed to test whether a neutral radiation is responsible for the «hard component», the particular arrangement of absorbers shown in Fig.8 was used. The separation between trays C and D (center to center) is 5.4 cm; that between trays D and E is 6.8 cm. The absorbers between trays C and D, and D and E, each consist of 16.5 g/cm^2 lead. These absorber thicknesses were chosen in order to prevent most of the «soft component» from reaching tray D and at the same time to allow an appreciable intensity of «hard component» to be detected by tray E (see Fig.7). Runs were made both with and without these two absorbers, and the measured rates of importance, together with the estimated chance rates for the condition «with absorbers», are given in Table 6.

Table 6. Delayed coincidence rates with arrangement of Fig.8 — lead below C (counts per hour)

Condition	Hours of observation	$(CD - B)_{del}$	$(CE - B)_{del}$	$(CDE - B)_{del}$	$(CE - D - B)_{del}$
Without absorbers measured	21	9.0 ± 0.7	4.8 ± 0.5	4.6 ± 0.5	~ 0.2 (3 counts)
With absorbers measured	103	0.56 ± 0.08	0.19 ± 0.05	0.09 ± 0.03	0.10 ± 0.03
Estimated chance	—	0.11 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.006 ± 0.001

It will be readily seen that the relative contributions of $(CDE - B)_{del}$ counts and $(CE - D - B)_{del}$ counts to the total $(CE - B)_{del}$ rate are quite different for the two conditions. Without absorbers, nearly all $(CE - B)_{del}$ events are accompanied by a

discharge of D: the three $(CE - D - B)_{\mathrm{del}}$ events represent about the fraction to be expected as a result of the geometrical transparency of the D tray. On the other hand, taking into account the expected chance rates calculated in Section 4 (Table 5), and shown again in Table 6 for comparison, it is apparent that with absorbers present few, if any, of the $(CE - B)_{\mathrm{del}}$ decay events are accompanied by discharges of tray D. This demonstrates the production in the first part of the absorber (between C and D) of a neutral radiation which can traverse tray D without discharging it, but which may subsequently give rise to an ionizing radiation detected by tray E.

In order to establish the same character of the «hard component» in the case of low Z absorbers, a variation of the above experiment was carried out with the lead between C and D replaced by 13.6 g/cm^2 carbon. To accommodate the greater absorber thickness, the distance between trays C and D was increased to 13.0 cm. The absorber between D and E and 16.5 g/cm^2 lead as before, with a D–E tray separation of 7.1 cm. The results of runs with and without the carbon and lead absorbers, and the estimated chance rate with absorbers, are presented in Table 7.

Table 7. Delayed coincidence rates with arrangement similar to Fig.8 — carbon below C (counts per hour)

Condition	Hours of observation	$(CD - B)_{\mathrm{del}}$	$(CE - B)_{\mathrm{del}}$	$(CDE - B)_{\mathrm{del}}$	$(CE - D - B)_{\mathrm{del}}$
Without absorbers measured	67	5.0 ± 0.3	2.6 ± 0.2	2.4 ± 0.2	0.15 ± 0.05
With absorbers measured	90	0.96 ± 0.10	0.19 ± 0.05	0.06 ± 0.03	0.13 ± 0.04
Estimated chance	—	0.09 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.004 ± 0.001

The data for carbon again demonstrate the presence of a neutral radiation in the «hard component». In view of both these results, the attribution of the «hard component» to bremsstrahlung from the particles of the «soft component» becomes very plausible.

6. *Z* Dependency of the «Hard Component». The strong dependency on the atomic number of the stopping material which is characteristic of the bremsstrahlung process should provide a good test of the nature of the «hard component». Thus we see from Table 4 that electrons of 25—30 MeV stopped in lead lose on the average more than half their energy by radiation; in carbon, on the other hand, most of their energy loss is by ionization. By comparing the intensities of the «hard component» with lead and carbon absorbers, under conditions in which changes in such factors as the geometry, the absorption of the «hard component», the sensitivity of the counters, etc., are reasonably constant, we can therefore determine whether they are consistent with those to be expected from bremsstrahlung. It should be noted that no attempt was

made to keep these factors constant for the two arrangements already used which were described in the preceding section.

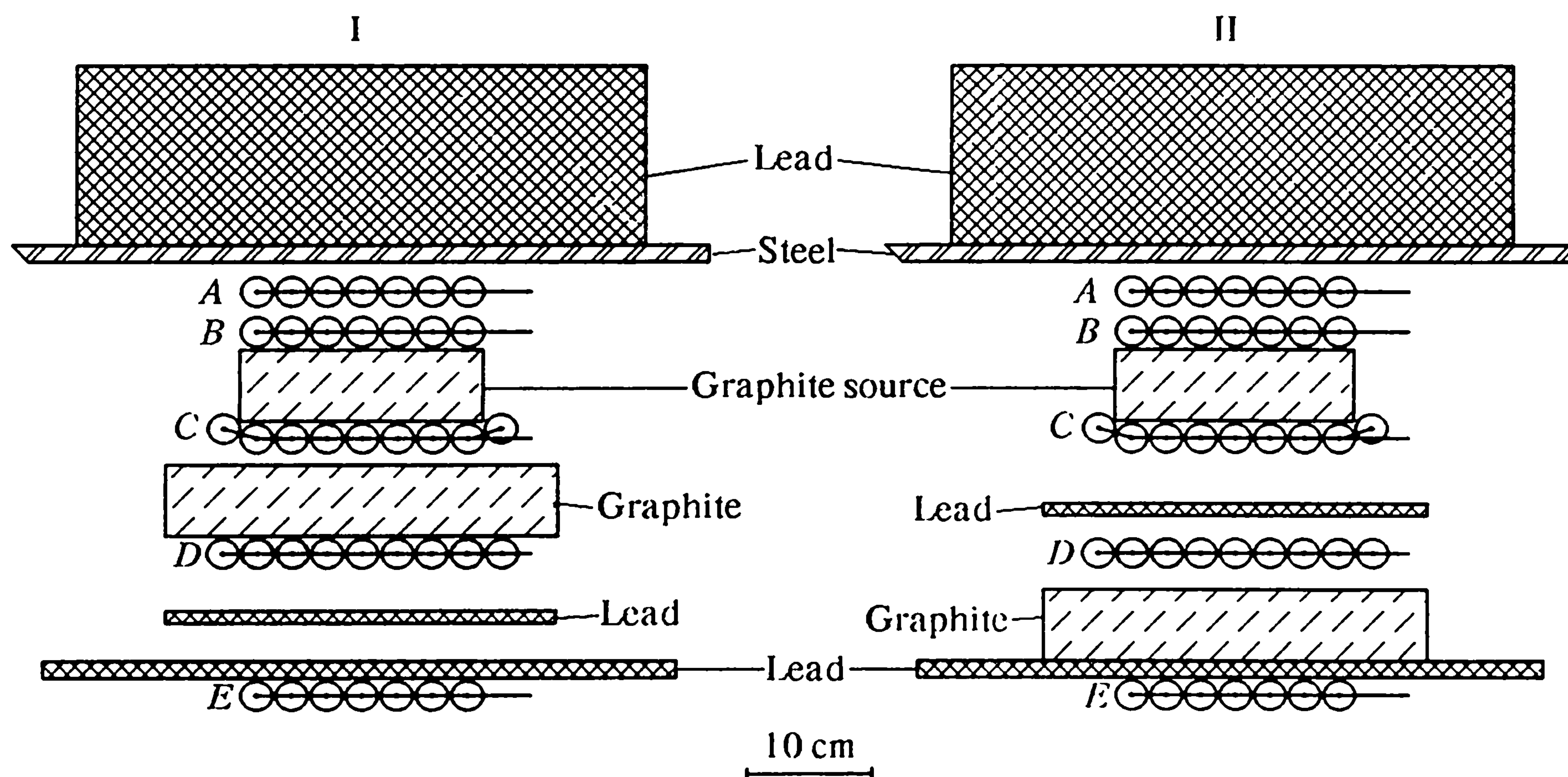


Fig.9. Two arrangements which were alternated to compare the production of bremsstrahlung in carbon (I) and in lead (II). The circuits are identical to those indicated in Fig.8

The two alternate arrangements of counters and absorbers chosen for comparison are shown in Fig.9. Here the location of the counter trays is kept fixed, and lead and graphite absorbers are interchanged in position to give alternately the two sequences of counters and absorbers:

I. Tray C — 11.0 g/cm^2 carbon — Tray D — 8.2 + 8.2 g/cm^2 lead — Tray E;

II. Tray C —8.2 g/cm^2 lead — Tray D — 11.0 g/cm^2 carbon + 8.2 g/cm^2 lead — Tray E.

The circuits are those already shown in Fig.8, and the operation of the apparatus has been described in Section 2 (Part II). A few points of particular significance for this experiment will be discussed.

It is convenient to use now the $(CE - D - B)_{\text{del}}$ rate as a measure of the «hard component» intensity. We conclude from the results of Section 5 that little or no intensity is sacrificed by doing this; on the other hand the fact that the chance rate for this type of event is so low is an indispensible advantage.

The selection and location of the absorbers is based on the following considerations. An 8.2 g/cm^2 thickness of lead is kept immediately above tray E for both arrangements I and II. The combination of lead and counters may then be considered together as a photon detector whose sensitivity is fairly independent of the other absorbers immediately above it. The result of the alternation in positions above and below D of the graphite absorber (11.0 g/cm^2) and the other lead absorber (8.2 g/cm^2) means that the events $(CE - D - B)_{\text{del}}$ are due in the one case (I) to

neutral radiation produced in carbon, and in the other (II) to neutral radiation produced in lead. At the same time, the total absorbing material between *C* and *E* is kept constant. While neither carbon nor lead absorber between *C* and *D* is of sufficient thickness to completely remove the «soft component», the fraction left should be sufficiently degraded in energy that it cannot contribute much to the average total radiation (bremsstrahlung), and moreover, because of its penetration, it cannot have suffered appreciable radiation loss in the absorber above *D*. The significance of this will be seen below. The lead and carbon thicknesses were chosen (see Fig.7) to stop roughly the same fraction of the «soft component» between C and *D* in the two arrangements. The lead is placed either above or below tray *D* at positions which correspond roughly to the centre of the graphite in the alternative arrangement.

The positions of the graphite and lead absorbers were reversed about every three days, for a period of about one month. All check readings indicated that the apparatus behaved consistently throughout. A single run was made with all absorbers between *C* and *E* (including the lead immediately above *E*), removed. A summary of the important rates, from which the appropriate chance rates derived in Section 4 (Table 5) have already been subtracted, is given in Table 8.

Table 8. Delayed coincidence rates for the two arrangements of Fig.9 (corrected for chance events, counts per hour)

Arrangement	Hours of observation	$(CD - B)_{del}^{net}$	$(CDE - B)_{del}^{net}$	$(CE - D - B)_{del}^{net}$
No absorbers	47	5.7 ± 0.4	1.8 ± 0.2	0.11 ± 0.05
I. Carbon below *C*	392	1.50 ± 0.07	0.02 ± 0.02	0.046 ± 0.013
II. Lead below *C*	392	1.02 ± 0.06	0.01 ± 0.02	0.13 ± 0.02

The ratio of the $(CE - D - B)_{del}^{net}$ rate for arrangement II to that for arrangement I is 2.8 ± 0.9. It will be shown in Section 7 that the $(CE - D - B)_{del}^{net}$ rates, and in particular their ratio, are consistent with the values to be expected if the neutral radiation is bremsstrahlung from electrons.

The $(CD - B)_{del}^{net}$ rates for arrangements I and II (Table 8) are due essentially to the «soft component». We observe that the latter is, in fact, more strongly absorbed by 8.2 g/cm^2 lead than by 11.0 g/cm^2 carbon, as would be expected if the particles suffer appreciable radiation loss.

7. Discussion. We have estimated the $(CE - D - B)_{del}^{net}$ counting rates to be expected for the two arrangements described in Section 6 as a result of bremsstrahlung assuming that the radiating particles are electrons, responsible for the observed «soft component» of the absorption curve. Estimates are made for initial electron energies of both 25 MeV and 50 MeV.

A fairly straightforward evaluation of the effect may be based on the fact that the efficiency of a counter for detection of a photon of energy E is approximately proportional to E [23]. This is true except for energies well below 1 MeV, and provided that the thickness of the counter wall is not less than the maximum range of the secondary Compton or pair electrons. In our case the fraction of the energy radiated which is accounted for by photons of < 1 MeV is very small because of the form [21] of the radiation spectrum. It should also be noted that in each arrangement there is 8.2 g/cm^2 lead immediately above tray E. If ε (MeV^{-1}) is the efficiency of tray E (with the lead above) for detecting an incident photon per MeV of photon energy, N is the number of electrons per hour of initial energy E_0 whose radiation may be assumed to travel in the direction of tray E, and $(E_0)_{rad}$ is the average total energy (MeV) radiated per electron in the material above tray D, then the $(CE - D)_{del}$ rate* due to bremsstrahlung may be written approximately

$$(CE - D)_{del}{}^{rad} = \alpha\varepsilon N(E_0)_{rad} \text{ counts per hour.}$$

The factor α (< 1) accounts for the effective reduction in intensity due to absorption of the photons by the material between their point of origin and tray E. It may be approximated by the quantity $e^{-\tau_1 x_1 - \tau_2 x_2}$, where τ_1 is a suitable average value of absorption coefficient in carbon over the energy range of the photons, x_1 is a suitable average value of the thickness of the carbon effective for absorption, and τ_2, x_2 are similar quantities for the lead. We have taken [21] for τ_1, 0.03 g/cm^2, and for τ_2, 0.06 g/cm^2. Since most of the radiative energy loss takes place in the uppermost part of the absorber between C and D, we cannot be greatly in error by taking for x_1 and x_2 the total thicknesses of carbon and lead, respectively, between C and E. It follows that α is approximately 0.3 for both arrangement I and arrangement II.

For ε we assume the value 0.01 MeV^{-1} to be appropriate for a counter with lead wall [23].

If the angular spreading of the radiation is neglected, then N will be just the rate $(CDE)_{del}$ measured with no absorber, i.e., the rate of emission of decay electrons from the source, with appropriate delay, which travel in the direction of tray E. We consider this value to be reasonable since the angular divergence of bremsstrahlung at high energies is small [21], and the loss in intensity due to the deviation of emitted photons from the paths of electrons directed towards tray E is partially compensated by the detection of photons produced by electrons traversing C but not directed towards E. It should be noted that if an electron penetrates the absorber between C and D, and discharges tray D, then any radiation which it may have emitted cannot contribute to

*It is superfluous here to indicate that tray B is not discharged.

the $(CE - D)_{del}{}^{rad}$ effect. The number of such electrons can be estimated and a small correction made for this loss.

Values of $(E_0)_{rad}$ are estimated in the following manner. Each electron is assumed to start with initial energy E_0 at the centre of the source, and to travel always in a direction normal to the counter trays and absorbers. The average energy lost by both radiation and ionization in half the source thickness is computed, giving the average reduced energy E_1 with which the electron enters the C counter walls. Further estimates of radiation and ionization loss in the average thickness of brass in tray C give the average energy E_2 after traversing C. The total energy radiated by an electron of energy E_2 when stopped in carbon (arrangement I) or lead (arrangement II) is finally estimated. The various *radiation* energy losses are totalled to give $(E_0)_{rad}$. The values used for rate of energy loss by ionization and by radiation, and of total energy radiated, are derived from the formulas of Bloch, and Bethe—Heitler [21]; some of these values are given in Table 4.

The expected values $(CE - D)_{del}{}^{rad}$ for electrons with $E_0 = 25$ MeV and $E_0 = 50$ MeV, and for the two arrangements of Section 6 (Fig.9), are given in Table 9.

Table 9. Estimated $(CE - D)_{del}{}^{rad}$ rates due to bremsstrahlung for the two arrangements of Fig.9

Particles		$(CE - D)_{del}{}^{rad}$, counts per hour		Ratio: II/I
		Arrangement I	Arrangement II	
Electrons	25 MeV	0.015	0.037	2.5
	50 MeV	0.043	0.12	2.8
«Heavy electrons», mass = $2m_e$	25 MeV	0.004	0.015	4
	50 MeV	0.012	0.06	5

It is difficult to evaluate the accuracy to be attached to these estimated rates; we believe they are at least correct to within a factor 2. However the ratio of the two rates for arrangements I and II is known to much better accuracy, for in this case the quantities α, ε and N are not involved, and, because of the similarity in geometry between arrangements I and II, the ratio of counting rates becomes essentially equal to the ratio of the total energies radiated. Moreover, this ratio is fairly insensitive to the initial electron energy in the range 25—50 MeV.

A comparison of the experimental values ($(CE - D - B)_{del}{}^{net}$, Table 8) with the values in Table 9 shows that both the counting rates observed in arrangements I and II, and their ratio, are consistent with the rates to be expected due to bremsstrahlung from electrons of 25—50 MeV*. The agreement in the values of the ratio is the

*A similar calculation for the absorption experiment (Part I) shows that bremsstrahlung should give a «background» effect of about the magnitude of the «hard component»

stronger since, as indicated above, fewer assumptions are involved in deriving the estimated figure. It may be significant that the rates themselves are closer to those computed for 50 MeV electrons than for 25 MeV. This would indicate that the average energy is in fact greater than 25 MeV, but more quantitative estimates would not be justified.

The total energy lost by radiation by fast particles with a given charge and energy (or momentum) depends very sensitively on their mass. It is possible to conclude from this consideration that the decay particles that radiate in our apparatus are indeed electrons, or, more precisely, that they cannot have a mass much greater than one electron mass. In Table 9 we have included values which were calculated for the hypothetical case of particles similar to electrons but with twice the mass ($M = 2m_e$). Such «heavy electrons» could hardly produce the amount of bremsstrahlung observed, and of course hypothetical particles with $M > 2m_e$ are discriminated against even more strongly. It is reasonable, therefore, to conclude that the charged decay particles are truly electrons, as is generally postulated. The evidence presented here based on their radiative property, is more decisive than evidence from their ionization in a cloud chamber or photographic plate. For example, Leighton, Anderson and Seriff [18] recently obtained from cloud-chamber evidence a value of $10m_e$ for the upper limit of the mass of the charged decay particles. A similar case analyzed by Fletcher and Forster [24] gave a high probability (0.95) that the mass is less than $7m_e$.

Finally it may be pointed out why bremsstrahlung was not observed in some other experiments [10] designed to detect photons associated with the meson decay. The present authors, for example, looked without success for photons in coincidence with decay electrons in order to test a hypothetical electron-photon decay process (Eq.(2)). The counter arrangement for this experiment could only detect a photon travelling in approximately the opposite direction to the electron; it would thus not detect photons from the bremsstrahlung process, which are strongly concurrent in direction with the electrons. The same directional property would also make the bremsstrahlung difficult to observe in the arrangements of Sard and Althaus, and of Piccioni. In these experiments a photon from the «source» is first required to traverse an anticoincidence row of counters, and the probability that these would be discharged by the accompanying electron would be high for a «radiation» photon. In the present experiment this concurrence in direction of electron and photon is allowed, and in fact constitutes one of the arguments for the interpretation we have placed on our results.

Conclusions

Our study of the absorption of the charged particles emitted in the meson decay process, and the identification of a very penetrating «background» component with the photons resulting from the bremsstrahlung process, have lead to the following conclusions:

(1) The charged particles themselves are electrons, for if they were heavier (mass $2m_e$ or more) it would be difficult to account quantitatively for the observed intensity

of the bremsstrahlung and for the ratio of the intensities of such radiation produced in lead and carbon;

(2) The absorption curve obtained with carbon absorbers shows conclusively that at least a considerable number of electrons are emitted with energies greater than 25 MeV;

(3) A comparison of measured with calculated intensities of bremsstrahlung indicates that the *average* electron energy is greater than 25 MeV;

(4) The presence of bremsstrahlung obscures the observation of the *maximum* electron energy by absorption measurements. However, it is clear that to interpret our absorption curves, as well as those of Steinberger [13], there is no need to invoke the presence of electrons of energy greater than 50 MeV.

The above conclusions referring to the energy of the charged particles are consistent with the extensive data recently obtained by Steinberger [13] (absorption technique), by Thompson [4] (cloud chamber), and by Leighton, Anderson and Seriff [18] (cloud chamber).

Our main conclusion referring to the mass of the charged decay particles excludes the possibility that a new type of meson (charged light meson or λ meson) is emitted in the 2.2-μsec decay, and adds to the body of evidence in support of the «electron + 2 neutrinos» process (Eq.(5)), requiring a spin $\hbar/2$ for the μ meson. This evidence is summarized below with selected references:

(a) There is only one charged particle emitted in the 2.2-μsec decay (Thompson, [4]).

(b) The charged particle is an electron (present work).

(c) There are no high energy photons emitted in the 2.2-μsec decay [10].

(d) The charged particles are emitted with an apparently continuous distribution of energies extending up to about 55 MeV (see [13] and especially [18]).

(e) Assuming an «electron + 2 neutrinos» process, the mass of the decaying meson can be calculated from the maximum energy of the decay electrons; the value obtained appears to be in very good agreement with the mass of the μ meson measured [25] by other methods [18].

(f) The average energy and the form of the energy spectrum of the decay electrons are, within the accuracy of theory and experiments, in agreement with theoretical expectations [26] for the «electron + 2 neutrinos» process [18].

(g) The discussions [27] of the experiments [28] on the production and on the nuclear capture of negative μ mesons strongly suggest that their spin is $\hbar/2$.

We are deeply indebted to Mr. G.B.Parkinson for designing and supervising the construction of the delay mixer. Mr F.MacDonald assisted us greatly in constructing the delay mixer, as well as other electronic apparatus. We wish to thank Miss E.Mooney and Miss C.Walker for their help in taking readings and checking the apparatus during the experiment. Finally, we acknowledge gratefully the interest and encouragement given by Dr.B.W.Sargent and Dr.W.B.Lewis.

Chalk River Laboratory, National Research Council of Canada
Chalk River, Ontario, Canada

September 19, 1949

REFERENCES

1. *Williams E.J., Roberts G.E.* // Nature, 1940, vol.145, p.102.
2. *Rasetti F.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.613; 1941, vol.60, p.198.
3. *Auger, Maze, Chaminade* // C. R., 1941, vol.213, p.381.
4. *Fowler, Cool, Street* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.101;
Thompson R.W. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.490;
Kan-Chang Wang, Jones S.B. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1547. It should be noted that Thompson's cloud chamber was triggered by delayed coincidences, and therefore the correlation was almost certainly established between the events observed and the 2.2-μsec decay. (See also Refs. 11 and 18.)
5. For a discussion and references see, for example, Cosmic Radiation /Ed. W.Heisenberg. N.Y.: Dover Publications, 1946.
6. *Tomonaga S., Araki G.* // Phys. Rev., 1940, vol.58, p.90.
7. *Conversi M., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1946, vol.70, p.874.
8. *Conversi M., Pancini, Piccioni O.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.209.
9. *Wheeler J.A.* // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.320;
Fermi E., Teller E., Weisskopf V. // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.314;
Fermi E., Teller E. // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.399;
Sigurgeirsson T., Yamakawa A. // Phys. Rev., 1947, vol.71, p.319;
Valley G.E. // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.772;
Ticho H.K., Schein M. // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.81;
Valley G.E., Rossi B. // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.177;
Kissinger C.W., Cooper D. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.349;
Ticho H.K. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.492; 1948, vol.74, p.1337.
10. *Sard R.D., Althaus E.J.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1251; 1948, vol.74, p.1364;
Hincks E.P., Pontecorvo B. // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.257; a full report has been submitted for publication in Can. J. Res.;
Piccioni O. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1236; 1948, vol.74, p.1754.
11. *Anderson, Adams, Lloyd, Rau* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.724. A second photograph, in which the decay particle energy is 25 MeV, was published by *Adams, Anderson, Lloyd, Rau, Saxena* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.334.
12. *Retallack J.G.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.921;
Zar, Herschkowitz, Berezin // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.111;
Shamos M.H., Russek A. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1545.
13. *Steinberger J.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.500; 1949, vol.75, p.1136. We are indebted to Dr.Steinberger for sending us a complete account of his work in advance of publication.
14. *Klein O.* // Nature, 1948, vol.161, p.897;
Horowitz, Kofoed-Hansen, Lindhard. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.713.
15. *Hincks E.P., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1122.
16. *Nordheim L.W.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.554.
17. *Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powell, Ritson* // Nature, 1949, vol.163, p.47.
18. *Leighton, Anderson, Seriff.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1432.
19. Data may be obtained from: *Rossi B.* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.537.
20. *Jelley J.V.* // Can. J. Research, 1948, vol.A26, p.255.
21. *Bethe H., Heitler W.* // Proc. Roy. Soc., 1934, vol.A146, p.83;
Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. L.: Oxford University Press, 1944.
22. *Fermi E.* // Phys. Rev., 1940, vol.57, p.485;
Wick G.C. // Ric. Scient., 1941, vol.12, p.858;
Halpern O., Hall H. // Phys. Rev., 1948, vol.73, p.477.

23. See, for example, *Fowler, Lauritsen, Lauritsen* // Rev. Mod. Phys., 1948, vol.20, p.236;
Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer // Helv. Phys. Acta, 1946, vol.19, p.77.
24. *Fletcher J.C., Forster H.K.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.204.
25. *Bishop A.S.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1468;
Brode R.B. // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.37.
26. *Tiomno J., Wheeler J.A.* // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.144.
27. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246;
Serber R. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1459;
Tiomno J., Wheeler J.A. // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.153;
Marshak R.E. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.700.
28. *Lattes, Occhialini, Powell* // Nature, 1947, vol.160, p.453, see also Ref.17;
Gardner E., Lattes C.M.G. // Science, 1948, vol.107, p.270;
Gardner E. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1468;
Bishop A.S. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1468;
Lattes C.M.G. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.1468;
Piccioni O. // Ref.10;
Sard, Ittner, Conforto, Crouch // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.97;
Chang W.Y. // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.166.

RECENT DEVELOPMENTS IN PROPORTIONAL COUNTER TECHNIQUE*

Introduction

Proportional counters have been used in nuclear physics research for a long time, both in detecting ionizing particles and in measuring their energy. Here it will be sufficient to quote the excellent work of Rossi and Staub [1] and of Corson and Wilson [2] as a general introduction on the properties of proportional counters. Constructional details can be found in the book of Korff [3].

In most of the investigations performed in the past, the particles detected were of the strongly ionizing type, such as protons, alphas, etc., and consequently the energy spent by the particles inside the counter was high, let us say $\gtrsim$100 keV (i.e., the input ionization $\gtrsim$4,000 ion pairs). In the accounts of these investigations it had been often stated that, for the proper behaviour of proportional counters, the gas amplification factor M must be below a maximum value of about 100. As we shall see below, this statement is certainly incorrect, in its generality, although it may be correct when the input ionization is large. Probably because of this erroneous idea, the potentiality of the proportional counters was not fully made use of until recently; this is remarkable because the outstanding advantage of a proportional counter is just its ability to measure very low energy radiations, which in a non-multiplying ionization chamber would be masked by the amplifier noise. As a matter of fact a considerable fraction of the researches which used proportional counters in the past could have been performed with non-multiplying ionization chambers, although the gas amplification may have been proved useful.

In this paper we discuss mainly problems which could not be solved by a non-multiplying chamber, i.e., problems where it is the gas amplification of the proportional counter which makes it possible to detect and measure a small ionization.

The *detection* of relativistic electrons in a proportional counter at a high multiplication factor has been described in detail by Benson [4]. In certain applications, such as coincidence work, where fast counting rate is essential, the counter in the proportional region has advantages over the Geiger counter, because of its small dead-time. In addition its working life is much longer. Nowadays, proportional counters with flowing gas, in which it is possible to introduce a radioactive sample internally (no windows), are frequently used for detecting soft beta particles such as those from ^{14}C and ^{3}H [5].

Among the pioneer work in *measuring* a small input ionization, by means of a proportional counter, we wish to mention first the unpublished experiments of Bernardini, who more than ten years ago went as far as recording an intermediate component in the cosmic radiation, but was unable to draw definite conclusions for

*Helv. Phys. Acta, 1950, vol. 23, Suppl. 3, p.97—118.

lack of quantitative information on the proportional counter technique and for lack of a good energy calibration. Again, the fairly recent work of Nikitin [6] who obtained a differential spectrum of ionization brought about by individual cosmic ray particles passing through a proportional counter, is to be mentioned.

In the field of nuclear physics, initial ionizations as low as 1,000 ion pairs were measured in a proportional counter by Madsen [7], who investigated the energy required to produce an ion pair by recoil atoms from Po, ThC, ThC′.

In the experiments just mentioned, as well as in others, not much attention was given to the ion calibration of the counter, i.e., to the accuracy of the energy determination, and to the resolving power, or energy resolution, of the method. It is our impression that the technique was not pressed forward until recently because of unjustified lack of confidence in the proportional counter as an accurate instrument. The development of a quantitative proportional counter technique for accurate measurements of energies in the range 100 eV to 50 keV (or more) was made independently in the last two years at the University of Glasgow [8] and at the Chalk River Laboratory [9]. As we shall see, the technique is extremely simple when considering the amount of information it yields, and may be applied to the study of beta spectra in the low energy region. With respect to the conventional β spectrometry techniques, the proportional counter technique not only brings down to about 100 eV the region which is possible to investigate, but also avoids windows and, in many cases, material supports, inasmuch as the radioactive substance under investigation may be placed in a gaseous form inside the counter.

Experimental Apparatus

The apparatus, briefly, consists of a proportional counter placed in a shielded box, connected to a linear amplifier the output of which is fed into a multi-channel pulse analyser (Chalk River), or an oscilloscope provided with a camera (Glasgow) to photograph the pulses. Another possibility would be to feed the output of the linear amplifier into a single amplitude discriminator, in order to obtain an integral curve of the pulse distribution (a so-called «bias curve», giving the number of pulses as a function of the discriminator bias setting).

The Method for Sorting Pulse Amplitudes

The single discriminator technique is extremely simple and is sufficient to recognise, for example, a mono-energetic line of electrons produced inside the counter gas [10]. However, since to cover the entire pulse distribution a great number of readings may be needed, an integral curve (as well as a differential one taken with only few channels) obviously requires much more time than the multi-channel or the photographic methods. This means that, quite apart from the actual loss of time, various counter, amplifier, and discriminator instabilities will make it impossible, in practice, to use the technique for very accurate or difficult work.

As far as the two techniques used at Chalk River and Glasgow are concerned, the main advantages of the photographic method are its low cost and the fact that a

permanent record of the pulse distribution is available. The main disadvantage of the photographic technique is the very long time which is required to sort out from the film, by visual measurements, the pulse size. Again a considerable advantage of the pulse analyser is the possibility of getting the results during the measurements, rather than afterwards. This permits changes of conditions (amplifier and counter gains, etc.) to be made according to the problem under investigation, without serious loss of time. Further, a not negligible advantage of the pulse analyser over the photographic method is its objectivity: while sorting pulse sizes visually from a film, it is very difficult to avoid psychological errors. As emphasised by D.West, this difficulty tends to yield pulse distribution which is pointed in appearance, i.e., tends to underestimate the width of a «peak».

Because of the longer time involved in sorting pulses in the photographic method, work with the pulse analyser having a sufficient number of channels will give, in practice, a better statistical accuracy. The pulse analyser used at Chalk River was described by Westcott and Hanna [11]. Figures 1 and 2 illustrate some differential pulse distributions obtained at Chalk River and Glasgow, respectively, with a pulse analyser and photographic method.

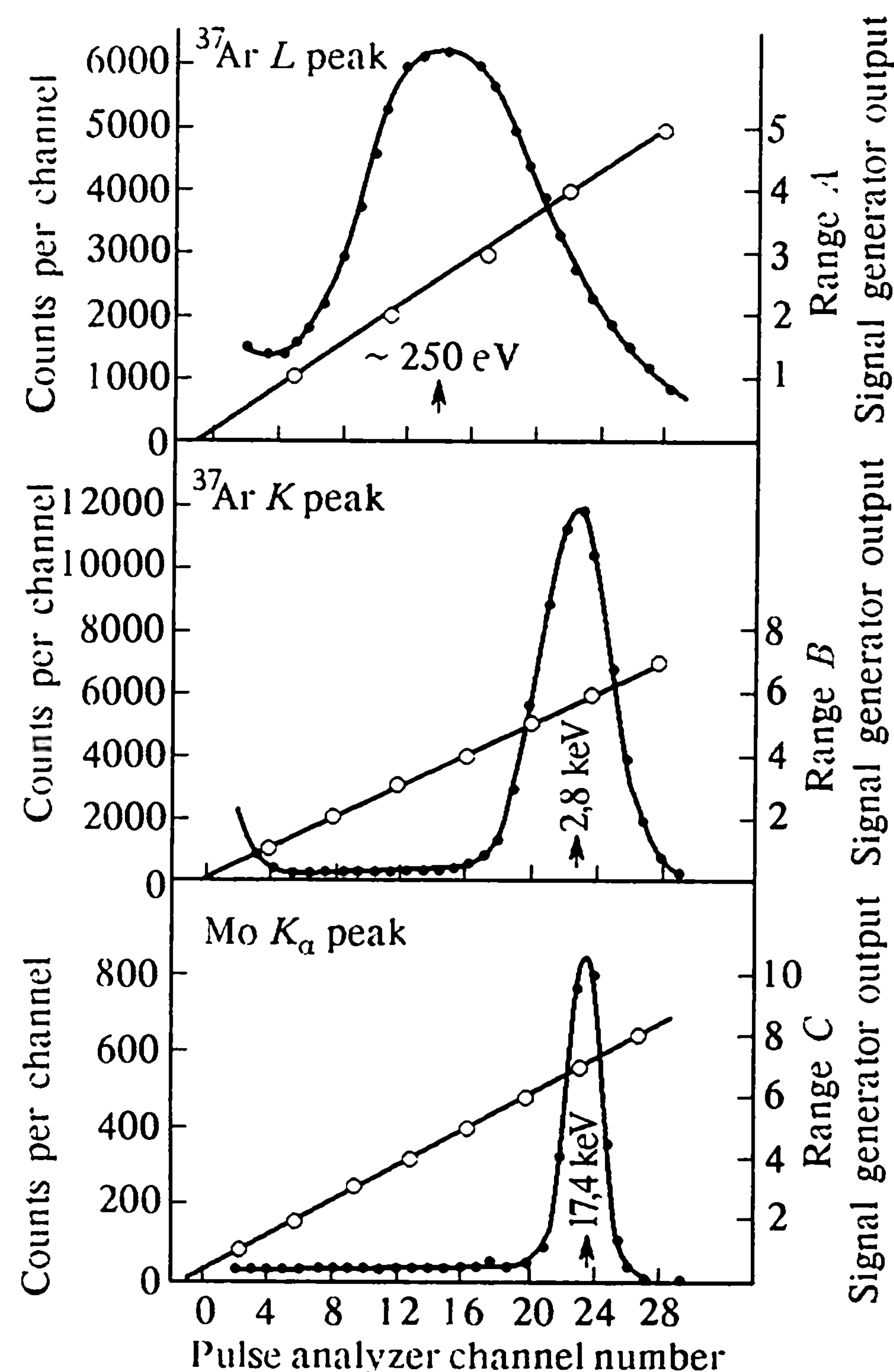


Fig.1. Peaks produced by ~250 eV, 2.8 keV, and 17.4 keV radiations, obtained with an electronic pulse analyser according to Ref.9. A decrease in percent width of the peaks with increasing energy is apparent. The straight lines refer to the signal generator calibration. Precise measurements of widths, however, were made using a biased amplifier to spread the 2.8 keV and 17.4 keV peaks over many channels of the pulse analyser. The 17.4 keV (Mo K_α) radiation is obtained from a crystal spectrometer. The ~250 eV and 2.8 keV are obtained from orbital nuclear capture ^{37}Ar

Counters

Because constructional details are available in the literature [3], we limit ourselves to few remarks and mention points concerning only the recently developed method of studying β spectra by introducing a radioactive gas inside the counter.

The design of a proportional counter is usually less critical than the design of a Geiger—Müller counter. The homogeneity of the wire, however, is important in a proportional counter, because spread in pulse size is introduced by irregularity in the wire. At Harwell the degree of inhomogeneity of the wire is studied by examining the wire with a microscope, and in addition, by using it in a «test counter» containing ^{37}Ar: if the distribution of pulses from the ^{37}Ar *K* capture line is wider than it should be, the wire is rejected.

The counter filling, again, is not critical: in most of our experiments we have filled the counters with a noble gas (Ar or Xe) and CH_4, at various pressures, the proportion of CH_4 being in general not far from 20%. The presence of CH_4, as it is well known, increases the voltage for a given multiplication factor but decreases the steepness of the curve multiplication factor vs.voltage; it provides, in other words, a stabilising influence. Purity of the gas is important. In Chalk River the argon and methane used were obtained from a normal tank. In Harwell, however, the purity of the gases from normal tanks is not sufficient, and apparently purification is needed. The problem of the «purity and nature of counting gas» in chambers with and without multiplication, has been discussed in Ref.2 and in the lecture of Segrè given at this congress.

As for the dimensions, counters from 2 mm to 5 cm in diameter and tungsten wire 0.1 mm in diameter were used in Chalk River. In Glasgow, for the study of the spectrum of ^{14}C, a counter at a pressure of 5 atm of Ar and 0.5 atm of N_2 was used, with a diameter of 14 cm.

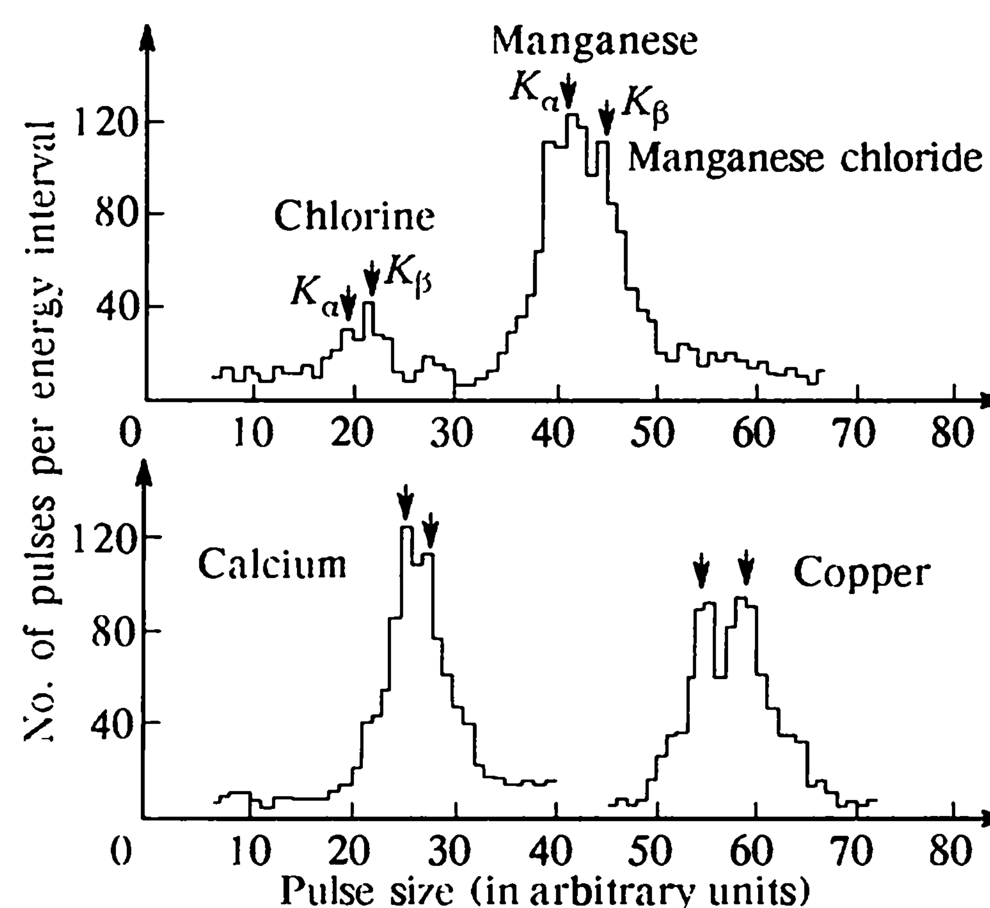


Fig.2. Histograms of fluorescence *K*-*X*-rays obtained with the photographic methods according to Ref.8. It will be noticed that while the K_α and K_β are resolved, at least in certain cases, for calibration purposes it would be better if only one of the two lines were allowed to enter the counter

When the proportional counter is used for measuring energies of beta particles by placing a radioactive gas inside the counter there is an important source of error (end effect): at the end of the counter the weakening of the field reduces the multiplication factor, so that a fraction of the volume of the counter is associated with a «wrong multiplication factor». The counter length associated with the «wrong multiplication factor» is of the order of one counter radius, at each end, as it may be determined directly by firing a beam of α particles of *X* rays in a direction perpendicular to the counter axis, at various distances from the end [1, 7—9]. The end effect on a «peak», produced by a monoenergetic radiation emitted by a gas introduced inside the counter,

produces a low energy «tail» rather than a spread. When dealing with electron lines (for example, in the investigation of the nuclear L capture in ^{37}Ar [9]), this effect may not be serious, provided the ratio of the length to the radius of the counter is sufficiently high, let us say 20. However, in dealing with continuous beta spectra, the effects are usually far from negligible, especially at low energies, even with the highest length to diameter ratio which can conveniently be made. An ingenious way of solving the problem has been devised by Angus and collaborators [8], who have applied it to the investigation of the beta spectrum of ^{14}C. In their research the counter

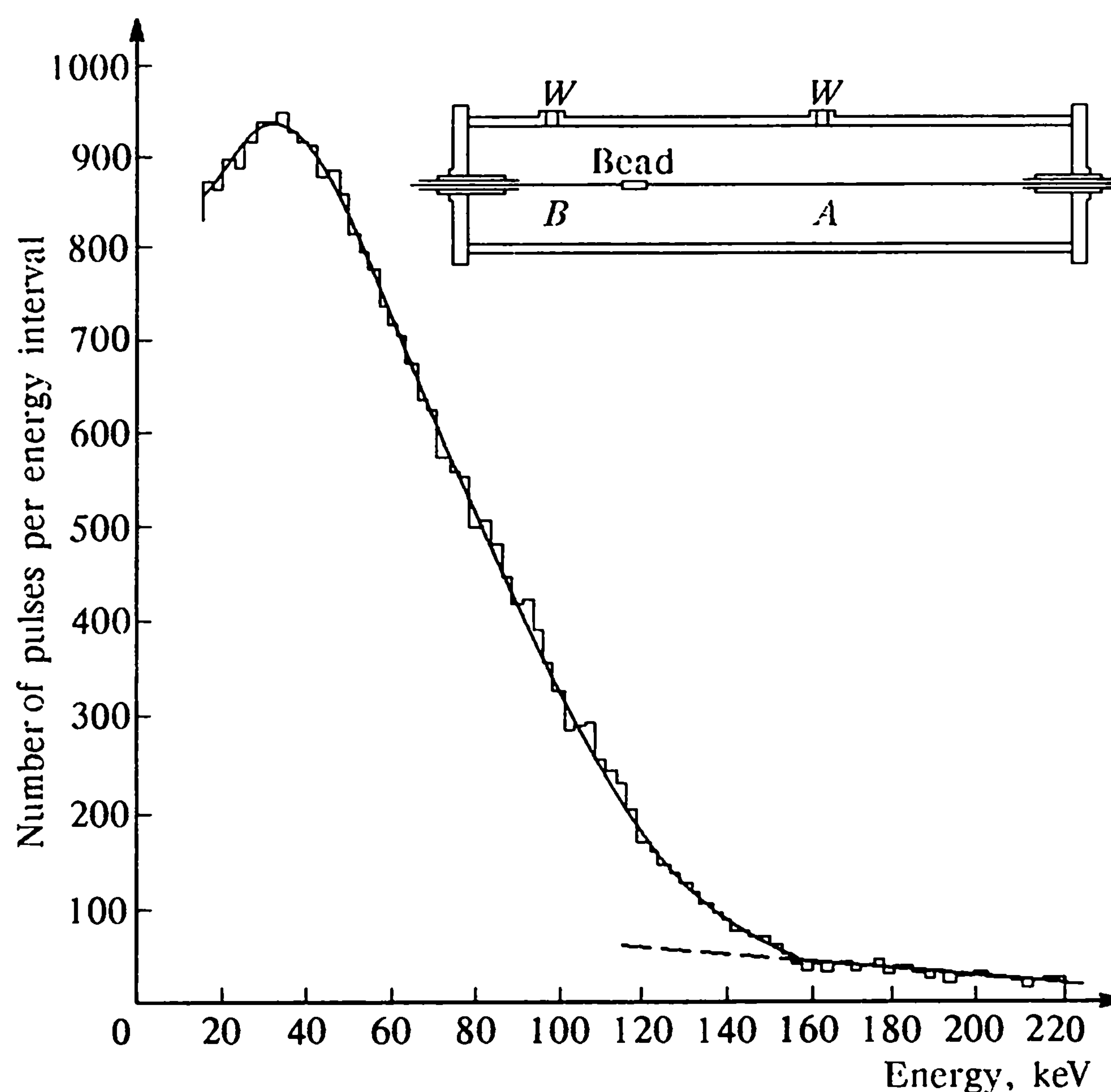


Fig.3. Diagram of the «split counter» according to Ref.8. The two windows *W* are for calibration of the two independent sections *A* and *B*. The curve gives a histogram of the ^{14}C pulse distribution obtained in section A of the counter. The correct distribution, free from end effect, is obtained by subtracting from the distribution obtained in section *A* that obtained in section *B*

consisted of a cylinder of copper 75 cm long and 14 cms internal diameter and is shown diagrammatically in Fig.3. The central wire consisted of two portions of different lengths held together by a little glass rod 1.5 cm long and 1 mm. in diameter. In this way the counter is effectively divided into two independent sections, *A* and *B*, of identical «end effects», but with different wire length. If the pulse distribution is measured at each end (i.e., in each counter section) the distribution obtained by subtracting the differential curve characteristic of the short section from that characteristic of the long section, represents the distribution which would be obtained by a

hypothetical counter, of length equal to the difference in length of the two sections, free from end effects. The distribution from section A for the ^{14}C spectrum is also illustrated in Fig.3.

Electronic Problems

We limit ourselves to some general considerations, since linear amplifiers of conventional design can usually be used. The most desirable properties of the amplifier are (1) stability, (2) low noise, (3) lack of paralysis. Points (1) and (2) are common to most problems of nuclear physics where a linear amplifier is used. As far as noise is concerned, requirements are usually less severe than in problems where a non-amplifying ionization chamber technique is used, for example in measurements of alpha particle or proton energies*. In fact, with the large multiplication factors which it is permissible to use, the effect of the amplifier noise on the width of a line is frequently negligible. To give an example, one of our amplifiers had a peak noise equivalent to 10^4 ion pairs. At a multiplication factor of 10^4, the 2.8 keV (about 100 initial ion pairs) K capture line in ^{37}Ar gives a signal at the counter output of 10^6 ions, in comparison of which the noise is negligible. As for the 280 eV L_I capture line in ^{37}Ar (about 10 initial ion pairs), its statistical inherent width is much greater than the amplifier noise, so that the modulation by noise is very small, and one starts to count noise peaks directly even before the statistical width is appreciably increased. This is illustrated in Fig.4.

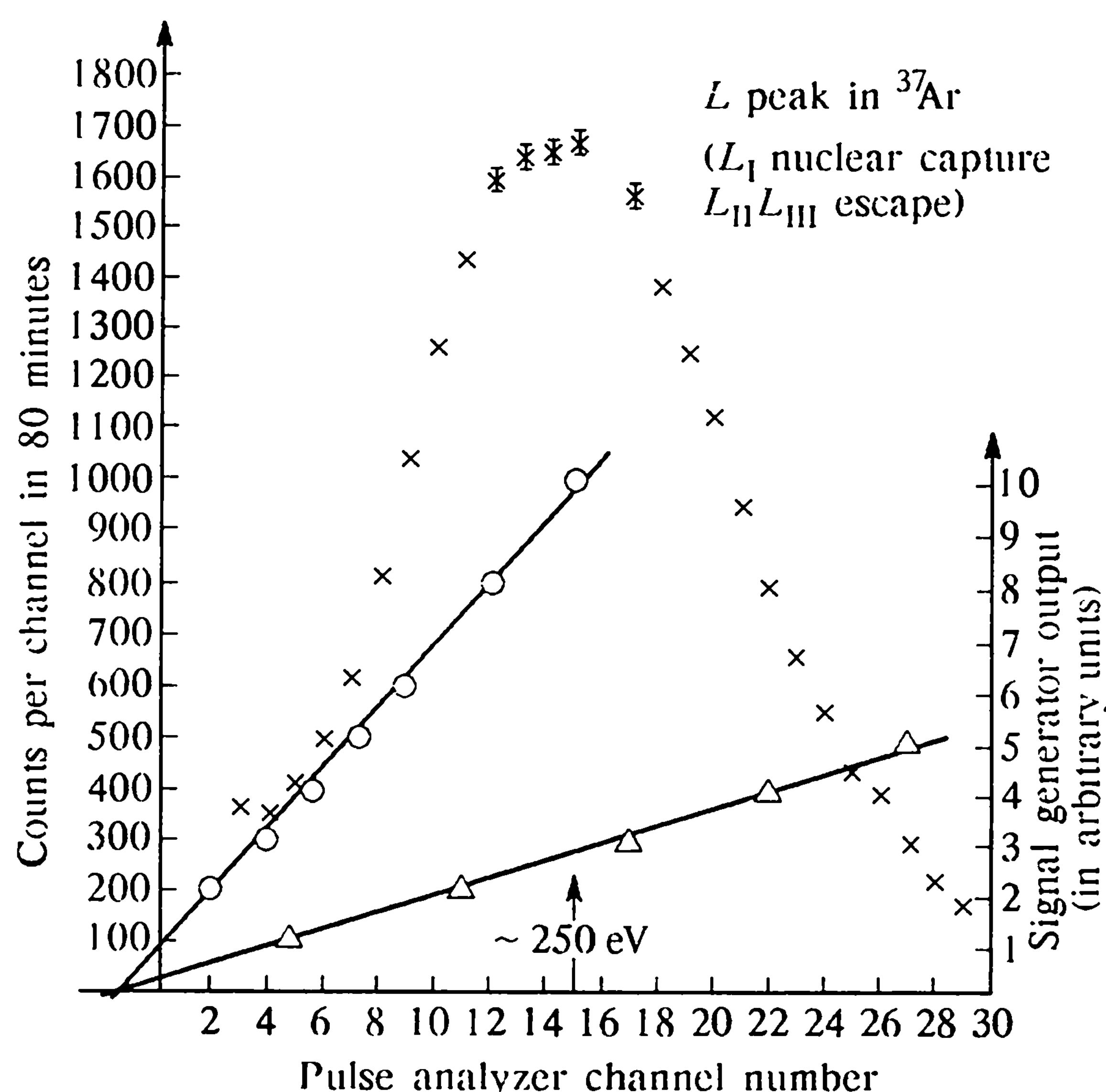


Fig.4. L peak from ^{37}Ar according to Ref.9. The peak arises from the nuclear capture of L_I electrons (280 eV) and from the escape of K-X-ray photons from the counter, with release of the Cl $L_{II} - L_{III}$ ionization potential energy (200 eV). Pure nuclear capture can be observed in a counter having high stopping power for X rays. The figure shows the direct counting of noise peaks at very low energy

*The following discussion will be more easily understood after the section on statistical spread and on range of usable multiplication factors has been read.

This does not mean that one should neglect to reduce the noise: in fact, if a beta spectrum is to be investigated, the highest multiplication factor which can be used under conditions of proportionality is determined by the maximum beta ray energy, and may be well below one thousand. In this case, the investigation of the low energy part of the spectrum may present difficulties, unless the amplifier noise is kept sufficiently low.

The main emphasis on our Chalk River work was placed on the possibility of using high multiplication factors, since we had spent considerable time in studying the conditions under which such high multiplication factors can be used in the proportional region, and had experimentally shown the existence of a simple «good behaviour» criterion. (See section on range of multiplication factors). In Glasgow the main emphasis was placed on the use of low amplifier noise (an amplifier having a peak noise as low as 1,500 ion pairs was used).

The problem of avoiding paralysis is very typical of proportional counter research in beta spectroscopy. While in alpha particle work, or similar work done with non-multiplying chambers, the range of energy to be covered is usually small, investigation of beta spectra requires an enormous energy range to be investigated. This is true even in simple cases [8,9] such as the investigation of the beta spectrum of ^{3}H and the investigation of the *L* capture in ^{37}Ar. The general procedure is to use amplifier attenuation, when investigating the high energy particles. When studying the low energy part of an extended spectrum, with little or no attenuation, a large number of necessarily saturating pulses is present due to the high energy particles. Avoiding paralysis so that the distribution of small pulses is not disturbed by the presence of the saturating pulses, is the main amplifier problem. This was satisfactorily solved by G.C.Hanna, and the amplifier used will be described in a forth-coming publication [12].

Amplifier and Pulse Analyser Calibration

A signal generator feeds pulses of known size into the counter through a small capacity. In this way the «history» of the artificial pulses is the same as that of the (gas amplified) counter pulses. This is essential in accurate work, as the following information can be obtained:

(1) The amplifier noise can be measured directly, if necessary, by measuring the spread of the artificial pulses out of the amplifier.

(2) The multiplication factor can be determined in this way, since feeding artificial pulses of known size through a known capacity provides directly a «charge» calibration. This enables one to measure the charge at the output of the proportional counter (i.e., after gas amplification) and consequently the multiplication factor, since the input charge is also known provided the energy of the radiation is known. The described method would be very accurate if the artificial pulse and the counter pulse had identical shapes, or, if this is not the case, if the amplifier time constant is sufficiently long. Because differences in the rising time of artificial and counter pulses, the differentiation chops counter pulses and artificial pulses of a different height, produce

uncertainties in the absolute value of the multiplication factor. However, this is not of much importance because what is of interest mainly is an approximate value of the multiplication factor, and corrections can be made when necessary.

(3) By feeding an artificial pulse before and after an experiment, it is possible to verify whether the amplifier and pulse analyser have drifted. Incidentally, similar information referring also to the counter can be obtained by making pulse analyser runs with a calibrated ionization, produced by *X* rays, before and after any experiment.

(4) Usually a series of artificial pulses, of relative size accurately known, is fed into the counter, as in Figs. 1 and 4*. In this way, one can express all energy peaks in terms of signal generator output: this avoids the effects of any amplifier nonlinearity, and avoids the errors in the energy determination which would be produced by lack of accurate knowledge of bias.

(5) Expression of energy peaks in terms of signal generator, further, facilitates the use of a biased amplifier [12] to obtain an expanded view of any part of an electron spectrum.

Ion Calibration

The method usually adopted in the past for calibration, a polonium source, is obviously inadequate in proportional counter work at low energies.

Two calibration methods have been used at Chalk River (see also Fig.1). First, ^{37}Ar, a radio-isotope decaying by *K* capture with a period of 34.1 days, is introduced inside the counter. This provides [9] a «calibration line» at 2,800 eV, from the decay of ^{37}Ar by *K* capture, and also a line at 280 eV, from the decay by capture of L_I electrons. The advantage of these calibration lines in beta-ray spectroscopy is that they are truly representative of the properties of the counter as a whole, since ^{37}Ar disintegrations are produced uniformly throughout the counter volume. For many researches ^{37}Ar is ideal for calibration purposes: in a pile it can be obtained easily and in quantities sufficient for many calibrations (^{36}Ar (n,γ) ^{37}Ar). It can be obtained in other nuclear reactions with the cyclotron [13]. Secondly, the *X*-ray method of calibration (extensively used by the Glasgow Group) [8] was used. This method has the advantage of providing a practically unlimited number of calibration lines. In addition, and contrary to ^{37}Ar, an *X*-ray calibration line can be turned off and on at pleasure. The main disadvantage is that an *X*-ray calibration line does not give the property of the counter as a whole, being fired into a small volume in the counter. This may not be serious in applications where only a small part of the counter is used. There are several ways of using *X*-ray lines for calibration** in proportional counter work:

(i) Using fluorescent radiations. This method which has been used systematically by the Glasgow Group is simple and permits to have the K_α and K_β lines fired at the

*This is usually done with the counter voltage on and with the *X* radiation on, in order to avoid changing conditions because of bias produced by steady currents.

**It is a pleasure to thank Drs. Hurst, Knowles and Walker for their extremely useful help in the *X*-ray work.

same time inside the counter. It is illustrated in Fig.2. Although we have used this method at Chalk River, for accurate calibration we have selected the following technique.

(ii) A monoenergetic beam (mainly the K_α–X-radiation) from a crystal spectrometer is «fired» into the counter: although this is slightly more complicated than the fluorescence method, it gives unquestionably a better energy calibration, at least in the energy region below 30 keV. This is so because due to the unavoidable statistical widths of a line, the K_α and K_β radiations, which enter the counter in the fluorescence method, are not sufficiently well resolved for good energy calibrations. Within a small energy interval only one energy mark, the molybdenum K_α from a crystal spectrometer in most of our work, provides a better energy calibration in our opinion. In addition, the fluorescence method, in practice, gives a more intense background of white radiation.

(iii) Characteristic radiation excited at the target of the X-ray tube, in combination with filters, may give a sufficiently monoenergetic calibration.

A very ingenious idea for calibrating a proportional counter by X rays has been proposed by T.E.Granshaw of the Cavendish Laboratory. A pulsed X-ray tube gives a strong beam of monoenergetic radiation (let us say, photons of 17.4 keV — the molybdenum K_α). The intensity of the beam is arranged so that the probability that several photons (produced during one X-ray pulse) produce photo-electrons in the counter gas is not negligible (the amplifier time constant is fairly long). Under such conditions an analysis of the counter pulse sizes will reveal events in which one photon has interacted with the gas (17.4 keV peak), two photons have interacted with the gas (34.8 keV peak), etc.

When technical considerations preclude the use of an X-ray tube (for example, lack of space, or work in high mountains) a simple way of getting a calibration line is being used by D.West at Harwell: a radio-element decaying by K capture is prepared in the pile and K–X-ray radiation excited under K capture provides the source. A useful source is ^{65}Zn (250 days).

A supplementary remark may be useful, in connection with low energy work.

When a gas like argon or xenon is used in the counter, the number of photo-electrons liberated from the wall or window of the counter, and penetrating into the counter, is much smaller than the number of these liberated in the gas. This state of affairs is entirely different from that arising with gamma ray work, where most of the counting rate is due to the counter wall rather than to the gas. It follows that the number of spurious low energy pulses due to photo-electrons liberated from the wall is usually negligible in X-ray calibration work.

The Mean Energy Necessary to Produce an Ion Pair

The method described for β spectroscopy requires that the mean number of ion pairs n produced by a radiation is accurately proportional to the initial energy E_i of the radiation, i.e., that the mean energy W necessary to produce an ion pair is a

constant, independent of the energy. The variation of W with energy is discussed below.

A considerable amount of work has been done, mainly by measuring the ionization current in air. Here it will be sufficient to quote the papers of Eisl [14], Gerbes [15] and Gray [16], which review the results of several investigations on the energy expended per ion pair in air. The results may be summarised as follows: in air W is approximately constant for electron energies greater than 10 keV and increases for energies below 10 keV. Since energies well below 10 keV are of interest in connection with the subject of this paper, it is important to investigate further the problem. The proportional counter technique is eminently suitable for this investigation. This was done independently at Chalk River and Glasgow. The results of Curran and others [8] on nitrogen and methane counters in the region 3—25 keV show that the variation of the curve ionization versus energy is remarkably linear in nitrogen, whereas in methane some increase in energy expenditure with decreasing energy is found*. This indicates that the increase in W for air at low energy, mentioned above, must be due to oxygen. The Glasgow Group, in addition, has investigated a mixture of argon (60 cm Hg) plus methane (15 cm Hg) in the electron energy range 3—40 keV. Their results provide «strong evidence in favouring the view that the energy expenditure per ion pair by an electron is, for argon, very nearly constant».

We have reached the same conclusion for an $Ar + CH_4$ mixture and for a $Xe + CH_4$ mixture (methane represents 20—25%) in the electron range 2.8—17.4 keV. More precisely we have found, for example, that the ratio of the most probable output pulse sizes produced by radiations totalling energy of 17.4 keV and 2.8 keV is 17.4/2.8 within our experimental accuracy of 1.5%. In addition, our direct observation of the nuclear capture of L electrons in ^{37}Ar permits us to draw conclusions on the behaviour of W down to initial energy of about 250 eV for $Ar + CH_4$ mixtures. The experiment is done by measuring the ratio of the most probable output pulse size produced by radiations totalling 2800 eV (K ionization potential of Cl) and about 250 eV (the L ionization potential of Cl). In this case the accuracy is not as good because (1) the L peak is in fact a mixture [9] of radiations of energy corresponding to the ionization potentials of the L_I shell and of the L_{II} and L_{III} shell, and (2) the large statistical width of the L peak prevents an accurate determination of the most probable pulse size. It can be concluded, taking the errors into account, that electrons of 280 eV produce a mean number of ion pairs greater or equal to 80% of one tenth of the mean number of ion pairs produced by 2,800 eV electrons. In other words W for electrons of 200—300 V is *at most* 20% greater than W for high energy electrons. It is believed that this result on W at very low energy is the most accurate known until now. Our upper limit for W in a mixture of $Ar + CH_4$, combined with the

*Curran and collaborators [8] state «for methane alone an increase in energy expenditure with increasing energy was found», but in the opinion of the writer this is a misprint.

statement of Curran and others on the increase of W in methane, proves that, at least in Ar or Xe, W is constant down to the lowest energies*.

In conclusion it may be stated that the fundamental requirements for the validity of the proportional counter technique in measuring energies is met, and at least in a number of gases and over wide electron energy ranges, the number of ion pairs produced by an electron is accurately proportional to its energy. This statement should not be extended to particles different from electrons (i.e., particles of low velocity): in particular [7] for single recoil atoms from Po, ThC, ThC^{I}, W in argon was found to be as high as 67 eV per ion pair in an energy interval of the recoils 100—170 keV.

Extension of the Technique to Beta Spectra of High Energy End Point

We have assumed until now that the range of the electrons liberated inside the gas is small in comparison with the dimensions of the counter. In fact some particles will escape from the counter (wall effect). It may be easily shown that the fraction of spuriously low pulses (corresponding to the particles hitting the counter walls) is $R/2b$, where R is the range of particles which are supposed to be generated uniformly throughout the counter, and b is the radius of the counter. When a considerable fraction of electrons do not spend all their energy inside the counter, difficulties arise in studying beta spectra. In such a case the method is obviously unsuitable to study the energy of particles escaping from the counter, and, further, the particles escaping from the counter produce spuriously low size pulses, preventing even the low energy part of the extended spectrum to be studied. The first step in reducing the electron escape is fairly obvious: increase the dimension of the counter and/or gas pressure. Rossi and Staub [1] have used (for purposes which are different from the one discussed here, however) proportional counters at a pressure of several atmospheres. In the study of the beta spectrum of ^{14}C, as mentioned above, Angus and collaborators [8] have used a large counter filled at more than 5 atmospheres. It should be noticed that with a counter with a high ratio of diameter to length, the device of the «split counter» (see Fig.3) is essential.

Another step in reducing the escape is being studied at Harwell at present. The idea is to curve the particles in a strong magnetic field in order to prevent their escape, more precisely, in order to increase their path in the gas. In a homogeneous magnetic field a particle with velocity parallel to the field is not affected by the field. However, if one is interested in studying the low energy part of an extended spectrum, what is required is that the number of spuriously low energy pulses, which are due to escape, is small compared with the number of genuine low energy pulses due to low energy electrons. A homogeneous field parallel to the counter axis can serve the purpose. For this, however, it is essential that the counter behaviour is not disturbed by the field. Rothwell and West have studied this problem by measuring the pulse size distributions in a proportional counter placed in a strong magnetic field, in conditions

*As pointed out by J.D.Cockcroft, this may have application in biological problems involving radiation tolerance dosage.

such that a magnetic field does not change at all the escape probability. This condition is verified when alpha particles are fired into the counter, and also when ^{37}Ar is introduced inside the counter (in the last case the range of the electron is completely negligible in comparison with the counter dimensions and consequently the average escape probability is practically zero, i.e., unaffected by the field). Figure 5 shows results obtained with a counter with $Ar+CH_4$ plus traces of ^{37}Ar filling, with and without a 10,000 gauss homogeneous field parallel or normal to the counter wire. The identity of the differential pulse size distributions in the three cases proves conclusively that the counter is completely unaffected by the field, i.e., that from an instrumental point of view the method suggested is operative. Although this might have been expected, on account of the small free path of electrons drifting to the wire, the results are gratifying in view of possible applications of the technique. When a radioactive gas, emitting high energy electrons, is introduced in the counter, on the other hand, a considerable increase of the number of large size pulses was observed, as expected.

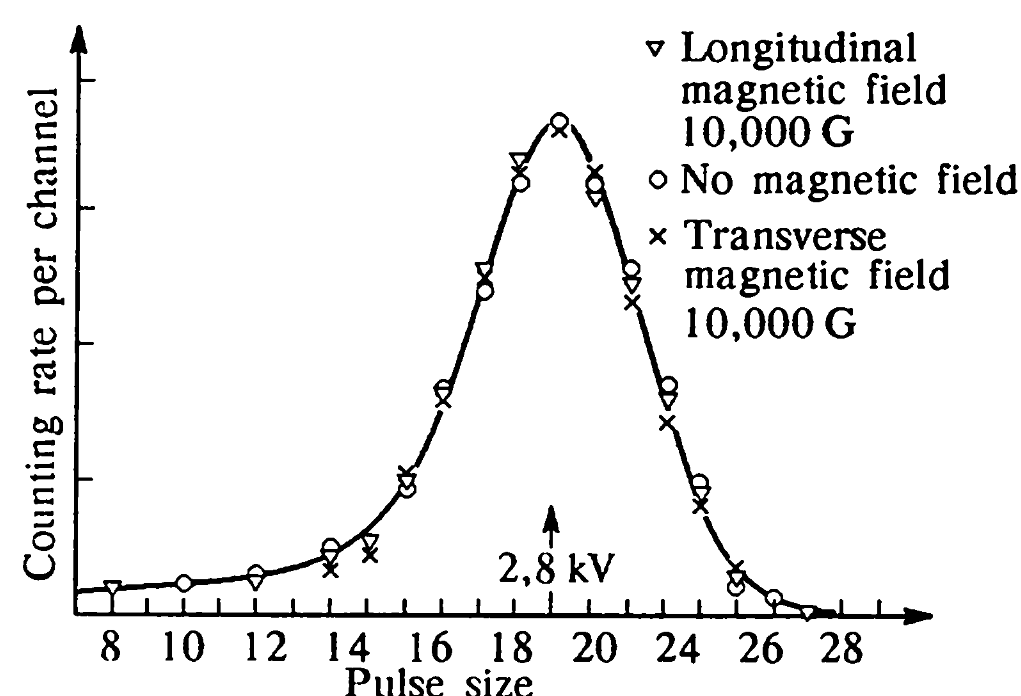


Fig.5. Behaviour of proportional counter containing ^{37}Ar in strong magnetic field according to P.Rothwell and D.West. Clearly the counter characteristic is not adversely affected by strong magnetic fields

Another possibility for studying the low energy part of an extended spectrum is the (anti-coincidence) technique of rejecting pulses corresponding to particles having escaped from the proportional counter. This is being considered at present at Harwell.

Spread in Pulse Size (Trivial Causes)

Even if a monoenergetic radiation is adsorbed in the counter, there would be some spread in the counter pulse amplitudes. Trivial causes of spread are:

1. Instability of the multiplication factor during an experiment. Generally, the drift of the multiplication factor M was found to be quite small even in runs lasting more than one hour. M varies approximately exponentially with the voltage, and modern stabilised H.T. supplies are sufficiently stable: by this we mean that the drift due to change in voltage can be made smaller* than the spread due to fundamental causes. In one of our typical counters M varied by a factor 2 for a change of voltage of 80 volts.

*This is only true, however, provided that the radiation being investigated has a fairly small energy, let us say, less than 40 kV.

2. Drift in amplifier and pulse analyser. It would be out of place to discuss here the general problem of stability. The drift in the counter *and* electronic equipment, as a whole, can be measured by a calibrating *X*-ray line.

3. Spread due to imperfect electron collection and in general to gas impurities. Although this may be very serious, the problem, which has been discussed in reference (2), is soluble.

4. Inhomogeneities in the wire counter. Careful selection of the wire is recommended.

5. Amplifier noise. It has already been stated that in a proportional counter this cause of spread is frequently negligible.

When careful attention is paid to the above-mentioned causes it may be stated that, when the energy is below 40 keV, the spread produced by them can be kept definitely below the spread produced by the fluctuations in the initial number of ionizations and fluctuations introduced by the statistics of the multiplication process in the counter, which are discussed below.

Statistical Spread

The first point we have investigated at Chalk River was the dependence of the spread upon the multiplication factor. We have found that the width of a peak expressed in percent of the energy is in fact independent of the gas multiplication factor over an enormous range. More precisely, the «constant width» range extends from the low values of M, at which the peak under investigation still stands well above the amplifier noise, to values of M where lack of gas proportionality, due to space charge effects, is measurable. We will discuss in the next section the practical and theoretical significance of this critical value of the multiplication factor, function of the initial ionization, at which both increase in width and lack of linearity start to appear. Here, when referring to the width and shape of a peak, it is intended to refer to these in the region of «constant width». In a typical counter, for example, the width of the 2.8 keV ^{37}Ar line was found to be constant for voltages ranging from 2,100 to 2,900 volts.

Corresponding for the low energy tail, the shape of the peaks produced by the 17.4 and 2.8 keV radiations was found to be Gaussian, at least over the energy range (± 3 standard deviations) where background fluctuations do not disturb the measurements. Figure 6, for example, indicates the Gaussian character of the ^{37}Ar peak, which in this run was spread over all the channels.

Since the spread is due not only to statistical fluctuations but also to trivial causes, it cannot be concluded that the «ideal» peaks (i.e., peaks with the spread due to statistical causes only) would be Gaussian. However, for the counter of which we give data — one of our counters giving the least spread — we have reasons to believe that the «trivial» spread is fairly small in comparison with the statistical spread*.

*The fact that the standard deviation is approximately proportional to the square root of the input energy is the best indication of the validity of the statement.

Anyway the observed values of the standard deviation of the pulse size obtained by fitting the experimental points to a Gauss distribution will give an upper limit to the standard deviation of the corresponding «ideal peak». Table 1 summarises the results.

It is seen that the observed standard deviation, measured in percent of pulse size (a convenient quantity to express the spread of a peak) for radiations of 17,400, 2,800, ~250 eV is not very different from $\pm\sqrt{n}/n$, n being the mean initial number of ion pairs released by these radiations. It is interesting to compare these results with published theories. A theoretical analysis of the fluctuations of the initial number of ionizations produced when a radiation is completely absorbed in the gas was given by Fano [17]. This author estimates that the mean square deviation of the number of ionizations is substantially smaller than governed by a Poisson distribution (which would be n) and may be of the order of n/K with K between 2 and 3. To this variance one has to add the variance introduced by the statistics of the multiplication process in the counter, which was discussed by Snyder and by Frisch [18], and found to be equal to n. Consequently the theory predicts a mean square deviation at the output of the proportional counter, referred back to the initial number of ions, n, equal to $n/K + n$.

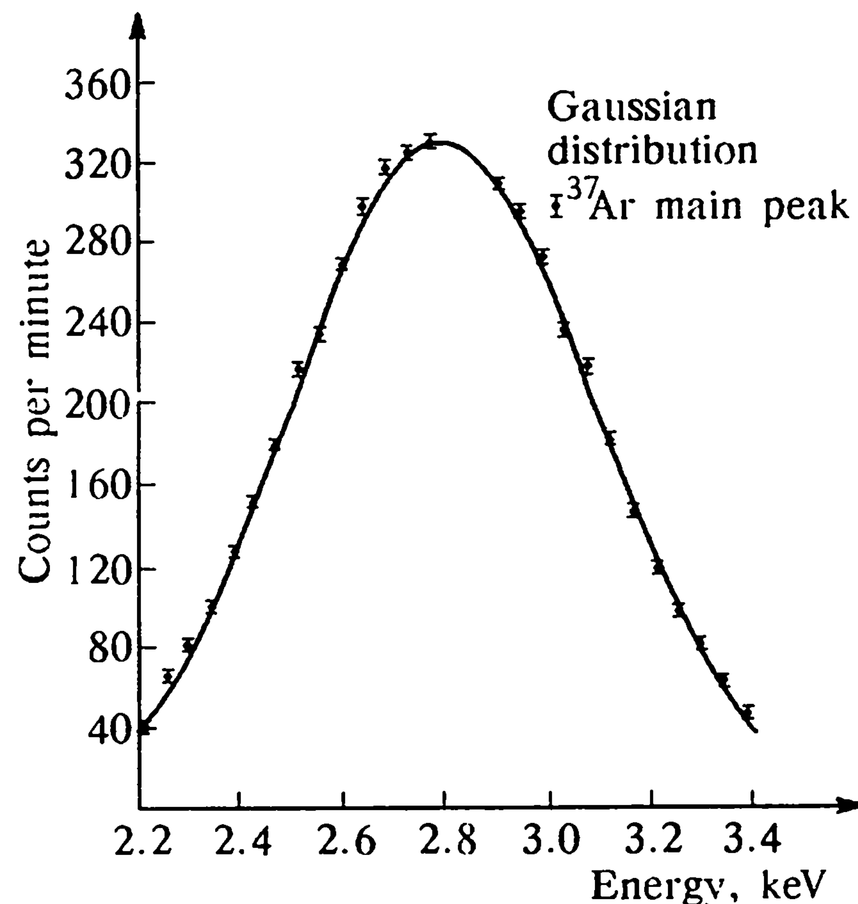


Fig.6. Gaussian distribution of the ^{37}Ar K capture peak

Table 1

Radiation energy (eV)	Estimated mean number of ion pairs released by radiation	Observed standard deviation (per cent of pulse size)
17,400	700	4.0 ± 0.2
2,800	110	$8.8\begin{cases}+0.3\\-0.1\end{cases}$
~250	~10	36 ± 4

This value is considerably higher than the observed value, even if K were to be higher than the value predicted by Fano. Since K is unlikely to be very great, and in any case the observed values are upper limits for the mean square deviation, our results show definitely that the gas amplification introduces less spread than the theory would predict. As emphasised by G.C.Hanna, the reason of the discrepancy between our experiments and the theory is probably the over-simplification of the starting assumptions of the theory.

To evaluate the variance introduced in the counter multiplication process, in fact, Frisch [18] assumes that the probability for an electron, drifting to the wire, to produce an ion pair in the gas is solely a function of the electric field, i.e., solely a

function of its distance from the wire. Actually the probability must depend upon the previous history of the electron, because an electron having just produced an ion pair must be accelerated again, no matter what its distance from the wire is. This produces a compensating effect probably responsible for the discrepancy between theory and experiment.

From a practical point of view, the discrepancy 'is gratifying, in as much the energy resolution of the method, observed experimentally, is better than had been expected.

The Useful Range of Gas Multiplication

The range of useful multiplication factors was studied carefully by

(1) measuring the widths of the 2.8 keV and of the 17.4 keV peaks as a function of the voltage;

(2) measuring the ratio of the most probable output pulse sizes produced by the 2.8 and 17.4 keV radiations, as a function of the voltage.

The linearity of the gas multiplication was established within the experimental accuracy of 1.5%, over a range extending from the lowest value at which careful width measurements could be made ($M \approx 300$) to a fairly critical value, M_c, where lack of linearity is easily detected. The critical value M_c is a function of the radiation energy E_i being greater the smaller E_i. As mentioned above, when the multiplication factor is close to $M_c(E_i)$, the width of the peak corresponding to the energy E_i increases in an easily detectable way. All these facts strongly suggest that proportionality and correct peak width are maintained up to that multiplication factor which produces a certain total output pulse, that is $E_i \cdot M_c(E_i) = \text{constant}$. In a typical counter the constant was about $3 \cdot 10^8$ eV. It follows that for low energy measurements correspondingly large multiplication factors may be used. In practice a quick criterion to verify that the range of voltage is satisfactory is to inspect on an oscilloscope the spread of the peak produced by the most energetic radiation under investigation: the maximum voltage which can be used must be, let us say, 50 volts below the voltage at which an increase in percentage width is plainly observable.

We want to discuss now the observed «good behaviour criterion», i.e., $E_i \cdot M$ must be smaller than about 10^8 eV*. The existence of a fairly critical output pulse must correspond to a total charge which is not negligible in comparison with the preexisting charge at the wire — which is of the order of 10^9 electron charges per cm. Now the relation $E_i \cdot M < 10^8$ eV means that the charge after gas amplification must be less than $10^8/25 = 4 \cdot 10^6$ electron charges. If the electron of an avalanche diffuses over about 1 mm, it is seen that the «critical pulse» corresponds to about 4% of the preexisting charge.

*The condition is certainly less stringent than this when the original ionisation is spread over a large distance.

Conclusions

In conclusion it may be useful to list here the problems for the investigation of which the described technique of the proportional counter, used at high multiplication with careful ion calibration, is eminently suitable.

(1) Investigations of beta spectra of radio-elements, of low end point energy, which may be introduced in gaseous form into the counter (e.g., ^{3}H, ^{14}C) [8,9].

(2) Investigation of the low energy part of the beta spectrum extending to energies of about 1 MeV. This is being done at the present at Harwell, by Rothwell and West (magnetic fields).

(3) Investigation of beta spectra of very weak intensity. The high solid angle of a counter makes possible this application.

(4) Investigation of orbital electron capture. Nuclear capture of L_{I} electrons was first observed by this technique [9].

(5) Isomeric transitions and low energy gamma rays. Study of X-ray emission in nuclear problems. As an example we quote the study of the Ra–D radiations [8].

(6) X-ray applications. In very problem of X-ray research where the intensity is weak and a Geiger counter was used until now as a detector, it is clear that the use of a proportional counter will reduce background by giving supplementary information on another parameter, the energy of the X-ray quantum.

(7) Fluorescence X-ray analysis. This was initiated by Knowles and Walker at Chalk River.

(8) Cosmic ray work. Measurements of the specific ionization in a proportional counter can be used in the investigation of mass spectra of intermediate particles, when the magnetic rigidity is measured at the same time.

(9) Study of the specific ionization as a function of the energy of a particle. According to a kind communication of Professor Dee, this problem is being investigated in his laboratory.

(10) Study of fluctuation of ionization [9].

(11) Study of the change of the mean energy W spent in producing an ion pair as a function of the energy [8,9]. An absolute determination of W in various gases can also be made.

(12) In some cases the proportional counter technique can reduce the effective background when counting extremely weak intensities of a radioelement. For example, in an attempt to detect free neutrinos, it was proposed [19] to irradiate a large mass of Chlorine, and to measure ^{37}Ar produced in the reaction $^{37}Cl + \text{neutrino} \rightarrow {}^{37}Ar + \text{electron min}$. Clearly, if one measures the pulse size distribution in a proportional counter, the effective background of the counter is greatly reduced due to the narrow width of the ^{37}Ar peak. In this way a counter having an effective background as low as one count in several hours has been obtained.

(13) In some problems such as the exploration of the neutron density in a pile, it may be useful to detect neutrons at considerable distances from electronic equipment. For this purpose proportional counters (BF_4, CH_4 filled, B or U coated counters) have

been used at Chalk River and Harwell: in these counters the (positive) H.T. voltage was connected to the wire by a cable, having a length of the order of 100 ft. The counter case was grounded and the first tube of the amplifier (about 100 ft from the counter) was insulated from the wire by a condenser.

The Chalk River investigations were performed in the Nuclear Physics Division of W.B.Sargent, by G.C.Hanna, D.H.Kirkwood, in collaboration with the writer: this paper does not carry their names merely due to the nature of this review lecture. It is a pleasure to thank T.E.Granshaw, O.R.Frisch, G.C.Hanna, D.Hurst, W.B.Lewis, A.G.Ward, D.West and D.H.Wilkinson for illuminating discussions.

A.E.R.E., Harwell, Berks, England

REFERENCES

1. *Rossi B., Staub H.* // A series of Los Alamos reports to be issued in the form of a book.
2. *Corson D.R., Wilson R.R.* // Rev. Sci. Inst., 1948, vol.19, p.207.
3. *Korff S.A.* Electron and Nuclear Counters. New York: D. van Nostrand Co., Inc., 1946.
4. *Benson B.B.* // Rev. Sci. Inst., 1946, vol.17, p.533;
   see also *Werner S.* // Z. Phys., 1934, vol.90, p.384.
5. *Simpson J.A., Jr.* // Rev. Sci. Inst., 1947, vol.18, p.884;
   Borkowski C.J., Fairstein E. // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.1243.
6. *Nikitin S.* // J. of Phys., 1947, vol.XI, p.196.
7. *Madsen B.S.* // Det.Kgl. Danske Videnkabernes Selkab. Mat-Fys. Meddelelser, XXIII, No.8.
8. *Curran S.C., Angus J., Cockroft A.L.* // Nature, 1948, vol.162, p.302; Phil. Mag., 1949, vol.40, p.53; Phil. Mag., 1949, vol.40, p.36;
   Angus J., Cockroft A.L., Curran S.C. // Phil. Mag., 1949, vol.40, p.522.
9. *Kirkwood D.H., Pontecorvo B., Hanna G.C.* // Phys. Rev., 1948, vol.74, p.497;
   Hanna G.C., Kirkwood D.H., Pontecorvo B. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.985;
   Hanna G.C., Pontecorvo B. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.983;
   Pontecorvo B., Hanna G.C., Kirkwood D.H. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.982.
10. *Renard G.A.* // C. R., 1949, vol.228, p.310.
11. *Westcott C.H., Hanna G.C.* // Rev. Sci. Inst., 1949, vol.20, p.181.
12. *Hanna G.C., Kirkwood D., Pontecorvo B.* // To be submitted for publication in the Can. J. Res.
13. *Weimer P.K., Kurbatov J.D., Pool M.L.* // Phys. Rev., 1944, vol.66, p.209.
14. *Eisl A.* // Ann. Phys. Leipzig, 1929, vol.3, p.277.
15. *Gerbes W.* // Ann. der Phys., 1935, vol.23, p.648.
16. *Gray L.H.* // Proc. Camb. Phil. Soc., 1944, vol.40, p.72.
17. *Fano U.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.26.
18. *Snyder H.S.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.181;
    Frisch O.R. The Statistics of Multiplicative Processes, as yet unpublished.
19. *Pontecorvo B.* // Nuclear Physics Conf., Monreal 1946;
    Alvarez L.W. // Private communication, 1948.

1955

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ Λ^0-ЧАСТИЦ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 700 МэВ*

Совместно с М.П.Баландиным, Б.Д.Балашовым, В.А.Жуковым, Г.И.Селивановым

Сделана попытка наблюдать образование Λ^0-частиц при соударении протонов с энергией 670 МэВ с ядрами углерода. В принципе опыт позволял регистрировать Λ^0-частицы, распадающиеся по схеме $\Lambda^0 \to n + \pi^0$. Гамма-лучи от распада π^0-мезонов детектировались телескопом из сцинтилляционных и черенковских счетчиков. Найдено, что сечение образования Λ^0-частиц имеет значение $\sigma_{\Lambda^0} \lesssim 10^{-31}$ см^2 на нуклон. Делаются выводы о механизме образования Λ-частиц.

Введение

Механизм образования гиперонов пока неизвестен. В работах [2,3] указывалось на трудности, связанные с объяснением существования тяжелых мезонов и гиперонов (в частности, Λ^0-частиц), которые рождаются с большой вероятностью в соударениях при высокой энергии и имеют продолжительное время жизни. Попытка устранить эти трудности приводит к следующей альтернативе: либо процесс образования Λ^0-частиц не является обратным процессу их распада; либо, напротив, процесс образования Λ^0-частиц является обратным процессу их распада, но при этом матричный элемент исключительно сильно зависит от энергии. Сильная зависимость матричного элемента от энергии могла бы, например, иметь место в случае очень большого спина Λ^0-частиц.

Первая возможность была рассмотрена в [2,3], где на основе феноменологического анализа экспериментальных данных о рождении Λ^0-частиц и тяжелых мезонов делается вывод о возможности превращения нуклона по схеме:

$$(N) \rightleftarrows (\Lambda^0) + (\text{тяжелый мезон}) \qquad (N \equiv \text{нуклон}). \tag{1}$$

Этой схемой описывается виртуальное превращение нуклона, аналогичное процессу Юкавы $(N) \rightleftarrows (N) + (\pi)$. Тяжелый мезон обусловливает взаимодействие

*ЖЭТФ, 1955, т 29, вып. 3, с 265—273 Эта статья основана на результатах работы, выполненной в 1954 г. и описанной ранее в отчете Института ядерных проблем АН СССР [1].

(сильное) между нуклоном и Λ^0-частицей. Схема (1) позволяет устранить трудности, связанные с продолжительным временем жизни и большой вероятностью образования не только Λ^0-частиц, но и тяжелых мезонов.

Некоторые указания на справедливость схемы (1) получены, например, в опытах [4], выполненных на космотроне. В этих опытах при бомбардировке водорода π^--мезонами с энергией 1500 МэВ наблюдалось одновременное образование Λ^0-частицы и тяжелого нейтрального мезона.

Эффективный порог образования Λ^0-частиц

Остановимся вначале на реакциях образования Λ^0-частиц при нуклон-нуклонных столкновениях. Будем предполагать, что рассмотренная выше схема (1) справедлива. Тогда сечение реакции $N + N \to \Lambda^0 + N$, порог которой равен 371 МэВ*, должно быть крайне малым. Из процессов, могущих иметь в данном случае заметное сечение, рассмотрим следующие:



$$N + N \to N + \Lambda^0 + \text{тяжелый мезон}, \qquad (2)$$



$$N + N \to \Lambda^0 + \Lambda^0. \qquad (3)$$

Будем понимать под эффективным порогом образования Λ^0-частиц при нуклон-нуклонных столкновениях наименьшую из величин порогов реакций (2) и (3). Порог реакции (2) не может быть оценен, так как неизвестна масса тяжелого мезона $M_т$, участвующего в ней. Однако если предположить, что $M_т = 965\, m_e$, то порог реакции (2) оказывается равным 1577 МэВ. Реакция (3) в соответствии со схемой (1) должна происходить путем промежуточных виртуальных переходов, представляющих собой первоначально испускание Λ^0-частицы совместно с тяжелым мезоном, а затем поглощение этого мезона с образованием второй Λ^0-частицы. Порог этой реакции равен 775 МэВ.

В случае столкновения нуклона со сложным ядром эффективный порог δ становится значительно меньшим и может быть оценен в импульсном приближении, если учесть внутриядерное движение нуклонов. Полагая максимальную «фермиевскую энергию» нуклонов в ядре равной 20 МэВ, получим значение $\delta \simeq 450$ МэВ. Интересно отметить, что при оценке порога образования Λ^0-частиц нуклонами на ядрах не возникает трудностей, обусловленных принципом Паули, которые имеют место при оценке порога образования π-мезонов нуклонами на ядрах.

Переходя к процессам образования Λ^0-частиц π-мезонами, остановимся на реакции $\pi + (N, N) \to \Lambda^0 + N$. Порог ее равен 40 МэВ. Как и в предыдущем случае,

*Масса Λ^0-частицы принимается равной 2182 m_e.

при сделанном нами предположении сечение этой реакции должно быть крайне малым. В связи с этим целесообразно рассмотреть реакции

$$\pi + N \to \Lambda^0 + \text{тяжелый мезон}, \tag{4}$$

$$\pi + (N, N) \to \Lambda^0 + \Lambda^0. \tag{5}$$

Если $M_т = 965\, m_e$, то порог реакции (4) равен 757 МэВ. Порог реакции (5) имеет значение 242 МэВ.

Краткий обзор работ по образованию гиперонов частицами с энергией до 500 МэВ

В работе [5] было установлено, что сечение образования Λ^0-частиц фотонами тормозного излучения с максимальной энергией 330 МэВ составляет 10^{-4} от сечения рождения заряженных π-мезонов.

Процесс образования Λ^0-частиц при столкновениях протонов с ядрами углерода исследовался в работах [6,7]. Сечение этого процесса, найденное в работе [6] для энергии протонов 430 МэВ, имеет величину, меньшую чем $0{,}35 \cdot 10^{-27}$ см^2. Согласно более тонким опытам [7], выполненным Гарвином, величина сечения образования Λ^0-частиц в p–C-столкновениях, даже при энергии протонов 450 МэВ, не превышает 10^{-31} см^2.

Изучению образования Λ^0-частиц на углероде π^--мезонами с энергией 227 МэВ посвящена работа Шайна и др. [8]. В этой работе при помощи фотопластинок было наблюдено пять случаев образования Λ^0-частиц, но величина соответствующего сечения не приводится. Тем не менее можно думать, что предварительные данные, опубликованные Шайном, находятся в противоречии с результатами работы Гарвина. Поэтому казалось крайне интересным попытаться наблюдать образование Λ^0-частиц нуклонами с энергией 500—1000 МэВ.

Постановка опыта

В основу настоящего эксперимента был положен метод, предложенный Гарвином. Принципиально этот метод позволяет наблюдать Λ^0-частицы, распадающиеся по схеме

$$\Lambda^0 \to n + \pi^0. \tag{6}$$

Идея опыта заключается в том, что Λ^0-частицы можно идентифицировать по π^0-мезонам, рождающимся на некотором расстоянии от мишени, бомбардируемой протонами.

Несмотря на то, что распад Λ^0-частиц с испусканием π^0-мезонов не наблюдался, можно с уверенностью утверждать, что вероятность процесса (6) должна

быть сравнима с вероятностью распада по схеме $\Lambda^0 \to p + \pi^-$. Это утверждение основано на том экспериментальном факте, что процесс обменного рассеяния π-мезонов на нуклонах (реакция $\pi^- + p \to \pi^0 + n$) идет с большой вероятностью.

Схема опыта приведена на рис.1. Мишень из графита облучалась протонами с энергией 670 МэВ, ускоренными в синхроциклотроне Института ядерных проблем. Перемещение мишени по радиусу и по азимуту осуществлялось дистанционно. Дистанционное управление обеспечивало значительное сокращение времени, необходимого для выполнения опыта, а также позволяло производить измерения в условиях постоянного режима работы синхроциклотрона. При помощи электрической системы с реохордом положение мишени отмечалось с точностью ± 0,025 см. Направление движения циркулирующего пучка протонов менялось путем реверсирования магнитного поля *H* синхроциклотрона (на рис.1 это показано

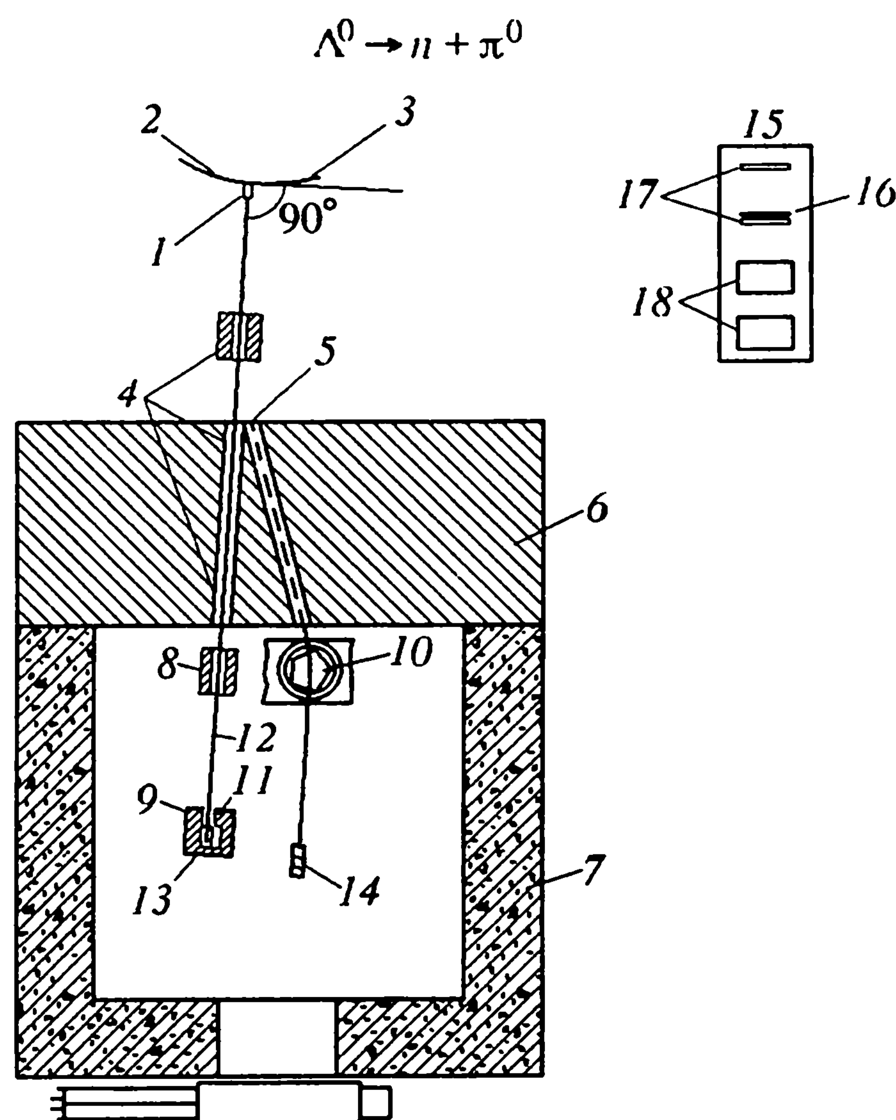


Рис.1. Схема опыта: *1* — мишень 0,25 см, управляемая дистанционно; *2* — пучок протонов при реверсированном *H*; *3* — пучок протонов при обычном *H*; *4* — коллиматор γ-лучей; *5* — коллиматор π-мезонов; *6*, *9* — железная защита; *7* — бетонная защита; *8* — дополнительная свинцовая защита; *10* — отклоняющий магнит; *11*, *16* — конвертор *1*; *12* — конвертор *2*; *13* — детектор γ-лучей; *14* — детектор π-мезонов; *15* — детектор γ-лучей, показанный в увеличенном виде; *17* — толановые сцинтилляционные счетчики (верхний *A*, нижний *B*); *18* — черенковские счетчики из плексигласа (верхний *C*, нижний *D*)

соответствующими стрелками). Коллиматор γ-лучей был направлен по радиусу равновесной орбиты циркулирующего пучка протонов. Он состоял из трех свинцовых блоков, каждый длиной 15 см. Все блоки имели прямоугольные отверстия размером 0,7 × 1,5 см. Один из этих блоков располагался внутри свинцовой защиты размером 60 × 60 × 60 см на расстоянии 210 см от мишени. Два других блока были помещены в железной защите толщиной 2,7 м. Расстояние между крайними блоками составляло 4 м. Детектор γ-лучей находился на расстоянии 8,5 м от мишени. Вокруг детектора имелась железная защита толщиной 15 см, и перед ним помещалась дополнительная свинцовая защита толщиной 60 см.

Детектор γ-лучей

Детектор γ-лучей представлял собой телескоп из двух сцинтилляционных (*A*, *B*) и двух черенковских (*C*, *D*) счетчиков. В качестве сцинтилляторов использовались кристаллы толана. Кристалл счетчика *A* имел размеры 5 × 5 × 0,5 см, а

кристалл счетчика *B* — $4 \times 4 \times 0,5$ см. В черенковских счетчиках использовался плексиглас цилиндрической формы диаметром 6 см и толщиной 3,5 см. Световые вспышки из толана и плексигласа регистрировались фотоумножителями типа ФЭУ-19. Импульсы от каждого счетчика через усилители с полосой пропускания 50 МГц и коэффициентом усиления 100 подавались на вход схемы тройных совпадений. Счетчик *A* был включен на антисовпадения.

Регистрировались события типа *BCD-A*, соответствующие одновременному появлению импульсов в трех счетчиках (*B*, *C*, *D*). Телескоп был снабжен двумя свинцовыми конверторами (*1*, *2*), каждый размерами $4 \times 4 \times 0,5$ см. Расположение конверторов показано на рис.1. Интенсивность γ-лучей *I* определялась по разности числа событий $(BCD\text{-}A)_1$, зарегистрированных с конвертором *1*, но без конвертора *2*, и событий $(BCD\text{-}A)_2$ с конвертором *2*, но без конвертора *1*. При положении мишени, совпадающем с осью коллиматора, частота событий $(BCD\text{-}A)_2$ составляла 2,5—3% от частоты событий $(BCD\text{-}A)_1$.

Монитор

Монитором служил заполненный BF_3 счетчик, который располагался за пределами указанной на рис.1 бетонной защиты. С целью выяснения возможности использования счетчика BF_3 в качестве монитора были проведены следующие опыты:

1) Одновременно отмечались показания счетчика BF_3 и дополнительного телескопа из трех сцинтилляционных счетчиков. При помощи этого телескопа регистрировались π^--мезоны, проходящие через отдельный коллиматор и отклоняющий магнит (рис.1). При изменении интенсивности синхроциклотрона в несколько раз показания счетчика BF_3 изменялись пропорционально показателям детектора π^--мезонов.

2) Отмечались показания счетчика BF_3 при различных положениях мишени по азимуту. Использование дистанционного управления позволяло, не прерывая работы синхроциклотрона, быстро возвращать мишень в исходное положение, и тем самым судить о постоянстве интенсивности пучка протонов во время измерений. Было найдено, что при неизменной интенсивности циркулирующего пучка протонов показания счетчика не зависят от смещения мишени по азимуту на несколько сантиметров.

Таким образом выполненные контрольные опыты показали, что счетчик BF_3 может служить удовлетворительным монитором в нашем опыте.

Измерения

Измерения были начаты с исследования свойств коллиматора. С графитовой мишенью толщиной 0,5 см снималась зависимость интенсивности γ-лучей *I* от

положения мишени по азимуту. Полученные экспериментальные данные представлены на рис.2. Ошибки в определении интенсивности, указанные на этом рисунке, являются статистическими. На графике приведены также ошибки, обусловленные неточностью в определении положения мишени по азимуту. На основании экспериментальных данных, полученных с мишенью выбранной толщины, оказалось невозможным точно определить размеры видимой области у мишени. Поэтому в основных измерениях была применена более тонкая мишень из графита, толщина которой составляла 0,25 см. Эксперименты, выполненные с такой мишенью, позволили значительно точнее определить,размеры видимой области. Как показал опыт, потеря интенсивности, обусловленная уменьшением толщины мишени, была несущественной, что объясняется, очевидно, многократным прохождением протонов через мишень. Кривые, представленные на рис.2 сплошными линиями, рассчитаны для мишеней толщиной 0,5 и 0,25 см. Пунктирные кривые на этих графиках соответствуют точечной мишени. Как можно видеть, экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными, что свидетельствует о правильной установке коллиматора.

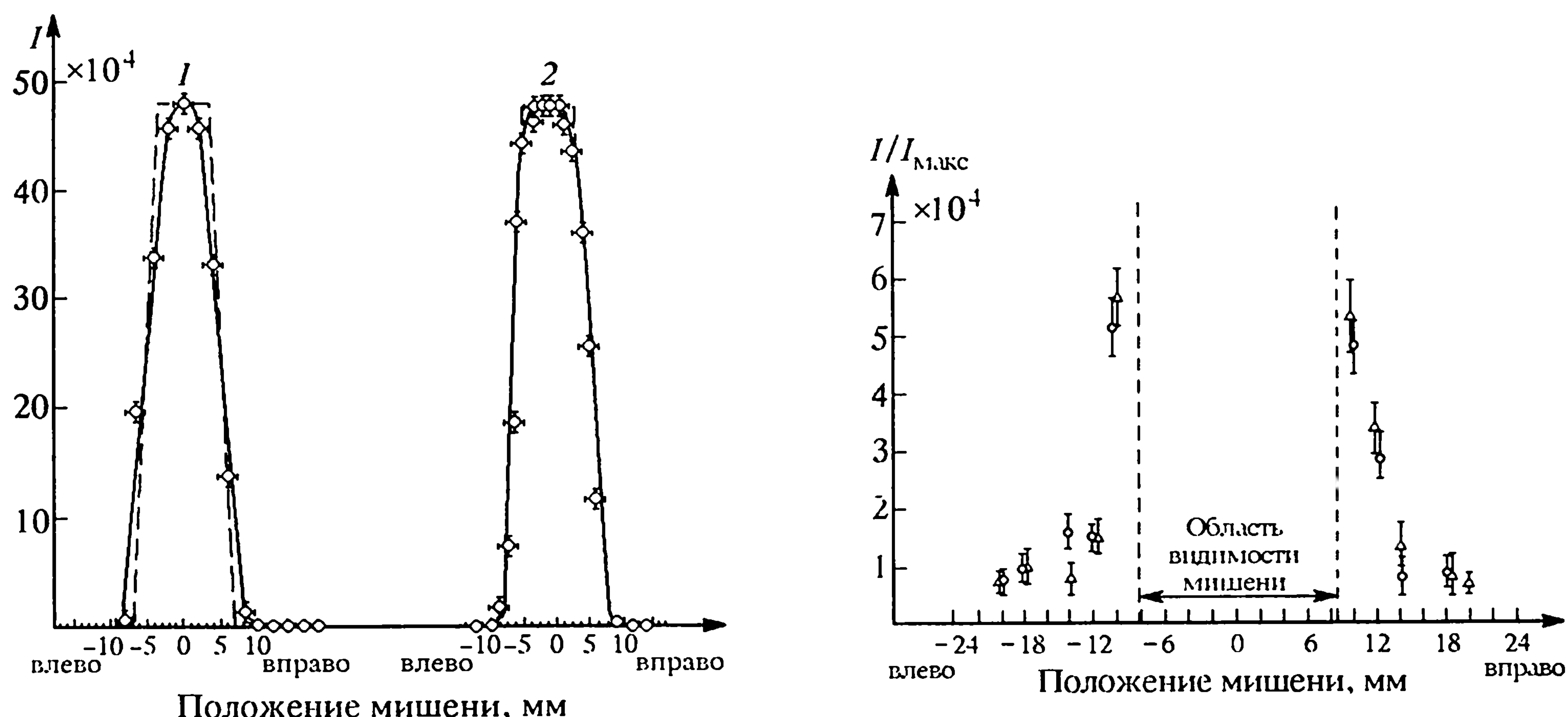


Рис.2. Зависимость интенсивности γ-лучей на выходе коллиматора (отверстие 0,7 × 1,5 см) от положения мишени по азимуту. Сплошная кривая *1* рассчитана для мишени толщиной 0,5 см, сплошная кривая *2* рассчитана для мишени толщиной 0,25 см. Пунктирные кривые соответствуют точечной мишени

Рис.3. Интенсивность γ-лучей при положении мишени за пределами области видимости: о — для обычного и Δ — для реверсированного направления поля *H*

Интенсивность γ-лучей $I_{\text{макс}}$ при положении мишени, совпадающем с осью коллиматора, в 10^4 раз превышала интенсивность γ-лучей от мишени, смещенной на 0,5 см от края области видимости. Поэтому данные об интенсивности γ-лучей

при положении мишени за пределами области видимости представлены отдельно на рис.3 в долях $I_{\text{макс}}$. Нанесенные на этом рисунке экспериментальные точки для обычного и реверсированного направлений поля H нормированы на одинаковую интенсивность γ-лучей при положении мишени, совпадающем с осью коллиматора (положение 0 на рис.2 и 3). Из рис.3 можно видеть, что как для обычного, так и для реверсированного направления поля H с приближением мишени к границе области видимости интенсивность γ-лучей одинаково возрастает, независимо от того, с какой стороны от оси коллиматора располагается мишень. Это свидетельствует о том, что наблюдаемое возрастание интенсивности γ-лучей не обусловлено π^0-мезонами от распада Λ^0-частиц, а связано с процессами излучения γ-лучей электронами, образующимися в стенках коллиматора.

Пусть $\Delta(+x)$ есть разница в интенсивности γ-лучей для обычного и реверсированного направления поля H при положении мишени справа от оси коллиматора; аналогично $\Delta(-x)$ соответствует положению мишени слева от оси коллиматора. Тогда при положении мишени за пределами области видимости интенсивность γ-лучей $I_{\Lambda^0}(|x|)$, обусловленная распадом Λ^0-частиц, выразится следующим образом:

$$I_{\Lambda^0}(|x|) = \frac{\Delta(+x) - \Delta(-x)}{2}\,.$$

При этом исключается ошибка, которая могла бы возникнуть из-за различия в фоне при обычном и реверсированном направлении поля H.

На рис.4 представлено отношение $I_{\Lambda^0}(|x|)/I_{\text{макс}}$ для различных расстояний мишени от оси коллиматора. Из полученных экспериментальных данных следует, что при положении мишени в интервале 1,4—2,0 см средняя интенсивность γ-лучей $\bar{I}_{\Lambda^0}$, обусловленная распадом Λ^0-частиц, составляет 0,1—0,4 мин$^{-1}$. Сравнение этой величины с интенсивностью γ-лучей при положении мишени, совпадающем с осью коллиматора ($I_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^4$ имп/мин), указывает на то, что интенсивность γ-лучей от распада Λ^0-частиц не может значительно превышать $10^{-5}\, I_{\text{макс}}$.

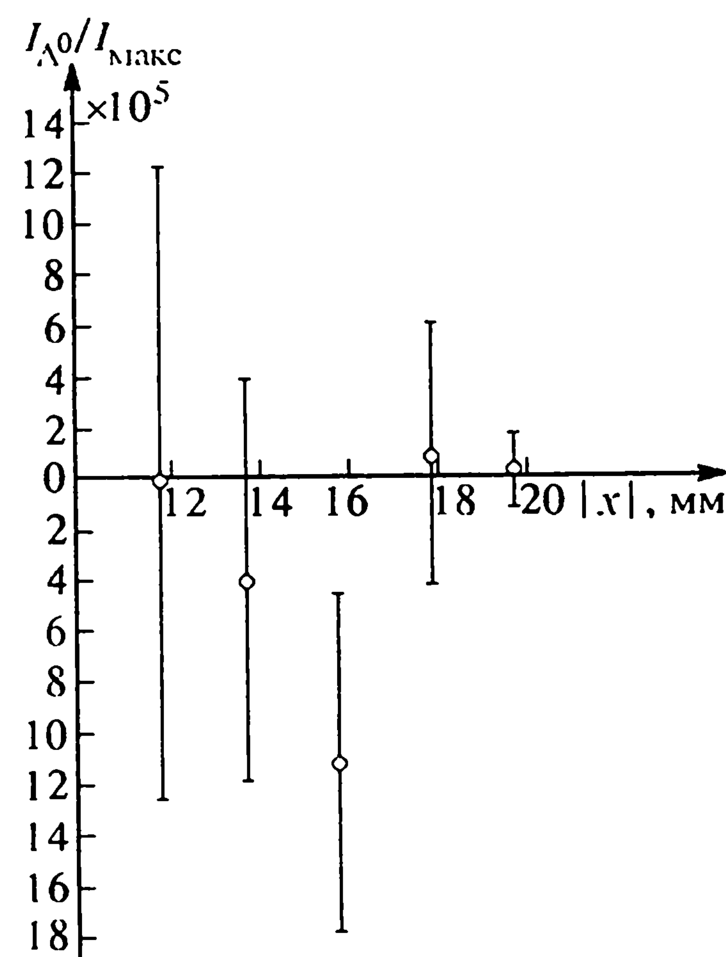


Рис.4. Интенсивность γ-лучей, обусловленная π^0-мезонами от распада Λ^0-частиц ($|x|$ — расстояние от центра коллиматора)

Интенсивность $I_{\text{макс}}$ обусловлена распадом π^0-мезонов, рождающихся в мишени. Поэтому измерение сечения образования π^0-мезонов протонами на углероде

дает возможность определить верхнюю границу сечения $\sigma_{\Lambda^0}(C)$ рождения Λ^0-частиц. Сечение образования π^0-мезонов протонами на углероде было найдено нами в отдельном опыте [9], выполненном в выведенном пучке протонов, и оказалось приблизительно равным $30 \cdot 10^{-27}$ см^2. Пренебрегая малой поправкой, учитывающей различие в угловых распределениях γ-лучей от π^0-мезонов, рождающихся в мишени, и от π^0-мезонов, образующихся в результате распада Λ^0-частиц, получаем

$$I_{\Lambda^0}(|x|) = I_{\text{макс}}\, \alpha(|x|)\, \frac{\sigma_{\Lambda^0}(C)}{\sigma_{\pi^0}(C)}. \qquad (7)$$

Здесь $\alpha(|x|)$ есть доля Λ^0-частиц, распадающихся в поле зрения коллиматора. Принимая среднее время жизни Λ^0-частиц равным $3 \cdot 10^{-10}$ с, что соответствует в нашем случае среднему пробегу до распада ~5 см, получаем $\alpha \simeq 0{,}2$. Тогда из (7) будем иметь

$$\sigma_{\Lambda^0}(C) \lesssim 10^{-30}\ \text{см}^2.$$

Таким образом, на основании результатов нашего опыта можно сделать вывод, что сечение образования Λ^0-частиц протонами с энергией 670 МэВ не может быть много больше, чем 10^{-31} см^2/нуклон.

Обсуждение

Малая величина сечения образования Λ^0-частиц при взаимодействии с энергией 670 МэВ со сложными ядрами согласуется с гипотезой фундаментального превращения нуклона по схеме (1).

Сравним результаты, полученные нами, с результатами работы Шайна и др. [8], в которой было обнаружено пять случаев образования Λ^0-частиц π^--мезонами.

Энергия пучка π^--мезонов в опыте Шайна составляла 227 МэВ. Это значение очень близко к порогу образования Λ^0-частиц в реакции $\pi^- + (p, n) \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0$. Ввиду этого положительный результат опыта Шайна можно рассматривать как указание на то, что образованию Λ^0-частиц отвечает виртуальный процесс $(N) \rightleftarrows (\Lambda^0) + (\pi)$. Если это действительно так, то в нашей работе должны были бы наблюдаться Λ^0-частицы, образующиеся в реакции $N + N \rightarrow \Lambda^0 + N$. Необходимо отметить, однако, что в работе Шайна и др. пока не сообщается величина сечения образования Λ^0-частиц, и поэтому еще рано окончательно утверждать, что существуют противоречия с нашей работой.

Интересно поставить вопрос о том, какой вывод можно сделать относительно реакции $N + N \rightarrow \Lambda + \Lambda$, основываясь на результатах нашего опыта. Известно [4],

что сечение образования Λ-частиц при очень высоких энергиях (несколько тысяч МэВ) имеет порядок 10^{-27} см^2/нуклон. В работе [10] была оценена величина сечения парного рождения Λ-частиц в столкновениях нуклонов с энергией 600 МэВ с ядрами при предположении, что сечение 10^{-27} см^2/нуклон, найденное при больших энергиях, соответствует, главным образом, процессу образования двух Λ-частиц. В расчетах учитывалось распределение нуклонов в ядре по импульсам и принималось, что матричный элемент не зависит от энергии. Оцененное таким образом сечение оказалось равным 10^{-29} см^2/нуклон, т.е. по крайней мере в 100 раз больше величины сечения, полученной нами на опыте. Учитывая произвольный характер ряда сделанных предположений, можно придти к выводу, что имеется лишь некоторое указание на малую вероятность процесса $N+N \to \Lambda+\Lambda$ при больших энергиях по сравнению с вероятностью процессов рождения Λ-частиц вообще. Более определенное заключение можно было бы сделать, если бы массы Λ^0-частиц и положительных гиперонов оказались одинаковыми. Данные, полученные в работах, выполненных с космическими лучами, также указывают на то, что появление двух Λ^0-частиц — явление относительно маловероятное. Действительно, нам неизвестно ни одного случая одновременного наблюдения двух событий типа V^0, каждое из которых можно было бы идентифицировать как распад Λ^0-частицы. Напротив, случаи одновременного рождения Λ^0- и θ^0-частиц наблюдались.

Возникает вопрос, почему при справедливости схемы (1) реакция $N+N \to \Lambda+\Lambda$ маловероятна? Рассмотрим одну из возможностей запрещения этой реакции. Большая вероятность образования Λ-частиц в соударениях при высокой энергии наводит на мысль, что к процессам рождения этих частиц применима гипотеза зарядовой независимости. Однако в процессах распада, имеющих малую вероятность, изотопический спин может не сохраняться. Поэтому на основании известной схемы распада $\Lambda \to N+\pi$ нельзя a priori сделать вывод, что изотопический спин Λ-частиц является полуцелым. В связи с этим можно предположить, что изоспин Λ-частицы — целый. Тогда, как легко видеть, реакция $N+N \to \Lambda+\Lambda$ запрещена. В этом случае изотопический спин T_θ тяжелого мезона, ответственного за силы между нуклонами и Λ-частицей, по всей вероятности, равен 1/2, т.е. существует только положительный и нейтральный вид таких мезонов (θ^+, θ^0).

Имеется простой метод проверки предположения о том, что $T_\theta = 1/2$. Метод состоит в сравнении числа Λ^0-частиц, образующихся на водороде и дейтерии при бомбардировке их π^--мезонами с энергией порядка 1000 МэВ. При справедливости вышеупомянутого предположения сечения образования Λ^0-частиц на водороде и дейтерии должны быть сравнимы. Это следует из того, что нейтрон в дейтерии не может дать вклада в образование Λ^0-частиц, так как при этом предположении реакция $\pi^- + n \to \Lambda^0 + \theta^-$ невозможна.

Выводы

1. Сечение образования Λ^0-частиц при столкновении протонов с энергией 670 МэВ с ядрами углерода не может значительно превышать 10^{-31} см^2/нуклон.

2. При нуклон-нуклонных столкновениях Λ^0-частицы согласно реакции $N + N \to \Lambda^0 + N$ не рождаются.

3. Малая величина сечения образования Λ^0-частиц при взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ со сложными ядрами находится в соответствии с гипотезой фундаментального превращения нуклона по схеме

$$(N) \rightleftarrows (\Lambda^0) + (\text{тяжелый мезон}).$$

4. Имеется некоторое указание на то, что при больших энергиях реакция $N + N \to \Lambda + \Lambda$ маловероятна по сравнению с процессами рождения гиперонов вообще. Этот вывод можно было бы сделать с большей уверенностью, если бы массы Λ^0-частиц и положительных гиперонов оказались одинаковыми.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность В.В.Кривицкому и А.И.Мухину за помощь, оказанную при установке коллиматора, а также всему коллективу сотрудников эксплуатационного отдела, который, обеспечивая устойчивый режим синхроциклотрона, дал нам возможность выполнить эту работу.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июня 1955 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Баландин М.П., Балашов Б.Д., Жуков В.А., Понтекорво Б.М., Селиванов Г.И.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1954.
2. *Понтекорво Б.М.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1951; ЖЭТФ, 1955, т.29, с.140.
3. *Pais A.* // Phys. Rev., 1952, vol.86, p.663.
4. *Fowler W.F., Shutt R.P., Thorndike A.M., Whittemore W.L.* // Phys. Rev., 1954, vol.93, p.861.
5. *Bernardini G., Segre A.* // Цитировано в Phys. Rev., 1953, vol.92, p.727.
6. *Rosenfeld A.H., Treiman S.B.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.727.
7. *Garwin R.L.* // Phys. Rev., 1953, vol.90, p.274.
8. *Schein M., Haskin D., Glasser R., Fainberg F., Brown K.* // Congres International sur le rayonnement Cosmique, Bagnere de Bigorre, 1953.
9. *Балашов Б.Д., Жуков В.А., Понтекорво Б.М., Селиванов Г.И.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1954.
10. *Черников Н.А.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1954.

ОБРАЗОВАНИЕ π^0-МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ И ДЕЙТЕРИИ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 400 МэВ*

Совместно с Г.И.Селивановым

Ввиду полного отсутствия сведений о рождении π^0-мезонов в *n–n*- и *n–p*-соударениях нами была выполнена серия опытов по исследованию процесса образования π^0-мезонов нейтронами на водороде и дейтерии. Нейтроны получались в результате обменного взаимодействия протонов, ускоренных в синхроциклотроне, с ядрами бериллия. Энергетический спектр этих нейтронов имеет максимум в районе 380 МэВ. Полуширина спектра в максимуме составляет 100 МэВ. Как указывалось в работе [2], «номинальная» энергия нейтронов принята нами равной 400 МэВ. В опытах использовалось описанное ранее экспериментальное устройство [2] для наблюдения γ-лучей от распада π^0-мезонов.

Дифференциальное сечение образования γ-лучей на водороде было измерено методом сравнения интенсивностей γ-лучей, испускаемых из образцов парафина и графита. Чтобы исключить ошибки, обусловленные неравномерным распределением числа нейтронов по сечению пучка, а также неодинаковым поглощением γ-лучей в графите и парафине, используемые образцы выбирались одинаковой формы с равным числом ядер углерода. Уменьшение плотности графита достигалось сверлением образца равномерно по всему объему.

Дифференциальное сечение образования γ-лучей под углом 90° к пучку нейтронов найдено равным

$$\left(\frac{d\sigma_{\mathrm{H}}}{d\Omega}\right)^{\gamma}_{90^\circ} = (0{,}48 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-28}\ \text{см}^2/\text{ср}.$$

Полученный результат был использован для определения величины интегрального сечения $(\sigma_{\mathrm{H}})^{\pi^0}$ рождения нейтральных мезонов на водороде. Сечение оценивалось при двух предположениях о типе углового распределения π^0-мезонов в системе центра масс. Изотропному угловому распределению соответствует $(\sigma_{\mathrm{H}})^{\pi^0} = 3{,}7\cdot 10^{-28}$ см^2, в то время как для распределения $\cos^2\vartheta$ получается $(\sigma_{\mathrm{H}})^{\pi^0} = 4{,}1\cdot 10^{-28}$ см^2.

В пределах ошибок измерений оба значения оказываются равными, что приводит к величине сечения

$$(\sigma_{\mathrm{H}})^{\pi^0} = (4 \pm 2)\cdot 10^{-28}\ \text{см}^2.$$

---

*ДАН, 1955, т.102, с.495—497. Это сообщение основано на результатах работ, выполненных в 1951—1952 гг. и ранее описанных в отчетах Института ядерных проблем АН СССР [1]. Сообщения, появившиеся в литературе после написания отчетов, не обсуждаются.

Интересно сопоставить полученный результат с данными опытов по фоторасщеплению дейтона γ-лучами большой энергии. И.Я.Померанчук и И.М.Шмушкевич [3], пользуясь принципом детального равновесия, оценили на основании величины сечения фоторасщепления дейтона сечение обратной реакции $n + p \to \gamma + d$, а также сечение тормозного излучения в реакции $n + p \to n + p + \gamma$. При энергии нейтронов 400 МэВ сумма сечений указанных радиационных n–p-соударений значительно меньше наблюдаемого нами сечения образования γ-лучей. Это означает, что основная часть γ-излучения, возникающего при n–p-соударениях, имеет мезонную природу.

Сечение образования π^0-мезонов на водороде, полученное в наших опытах, приблизительно вдвое меньше сечения [4] рождения π^+-мезонов в p–p-соударениях при энергии протонов 380 МэВ. Основываясь на гипотезе зарядовой инвариантности, этот результат в пределах точности экспериментальных данных можно расценивать как некоторое указание на малую вероятность образования π^+-мезонов в n–p-соударениях, что можно видеть из соотношения

$$\sigma^{\pi^0}_{n-p} = \frac{1}{2}\sigma^{\pi^+}_{p-p} + \sigma^{\pi^+}_{n-p},$$

которое вблизи порога мезонообразования должно выполняться для псевдоскалярных мезонов, испускаемых в p-состоянии [5].

Дальнейшее обсуждение запрета процесса образования заряженных мезонов при n–p-соударениях проводится совместно с анализом данных, полученных в наших опытах с дейтерием.

Как и в предыдущем случае, измерения в этих опытах проводились разностным методом. Мишенями служили обычная и тяжелая вода. γ-лучи, испускаемые из образцов D_2O и H_2O, регистрировались под углом 90° к пучку нейтронов. Выполнение измерений под одним углом не вызывает серьезных трудностей в интерпретации. При использованной нами энергии нейтронов с достаточной для наших целей точностью можно считать, что интегральное сечение образования π^0-мезонов, полученное из измерений дифференциального сечения испускания γ-лучей под углом 90°, мало зависит от принятого углового распределения π^0-мезонов.

Так как систематическую разницу интенсивностей γ-лучей от образцов D_2O и H_2O наблюдать не удалось, то был оценен верхний предел этой разницы. Найдено, что

$$\sigma^{\pi^0}_{n,\mathrm{H}} > 4(\sigma^{\pi^0}_{n,D} - \sigma^{\pi^0}_{n,\mathrm{H}}).$$

Полученный результат позволяет сделать вывод, что процесс образования π^0-мезонов в n–n-соударениях имеет малую вероятность в сравнении с процессом образования π^0-мезонов в n–p-соударениях. Оценка величины сечения, сделанная на основе импульсного приближения, приводит к заключению, что $\sigma^{\pi^0}_{n-n} \leq 10^{-28}$ см^2 при энергии нейтронов 400 МэВ.

Тот факт, что сечение рождения π^0-мезонов вблизи порога оказывается малым одновременно в *n–n*-соударениях, как это показано в наших опытах, и в *p–p*-соударениях, как это было обнаружено в работе [6], подтверждает справедливость гипотезы зарядовой симметрии. Малая вероятность образования π^0-мезонов при соударениях одинаковых нуклонов следует из законов сохранения углового момента и четности, если мезоны псевдоскалярные и испускаются в *p*-состоянии.

На основании результатов наших опытов нами предложена следующая схема процессов образования π-мезонов при энергии взаимодействующих нуклонов вблизи порога:

Процессы разрешенные	Процессы запрещенные*
$p + p \to \pi^+$	$p + p \to \pi^0$
$n + n \to \pi^-$	$n + n \to \pi^0$
$n + p \to \pi^0$	$n + p \to \begin{cases} \pi^+ \\ \pi^- \end{cases}$

К такой классификации процессов мезонообразования приводит также анализ [1] результатов, полученных в опытах по образованию заряженных мезонов протонами на сложных ядрах. Наряду с этим значительным аргументом в пользу приведенной схемы является большая величина отношения π^+/π^-, наблюдаемая в случае взаимодействия протонов с дейтронами [7].

Рождение мезонов по этой схеме наиболее вероятно в том случае, когда изотопический спин $T_н$ начального состояния двух нуклонов равен единице, а изотопический спин их конечного состояния $T_к$ равен нулю. Переход из состояния $T_н = 0$ в состояние $T_к = 1$, по-видимому, является запрещенным. Отсюда нетрудно видеть, что имеется запрет образования системы мезон–нуклон в состоянии с изотопическим спином $T_и = 1/2$. Последнее указывает на слабое взаимодействие мезона с нуклоном в этом состоянии. Таким образом, из схемы следует, что наиболее сильное взаимодействие осуществляется, когда $T_и = 3/2$. Угловой момент j в этом состоянии равен 3/2, как об этом свидетельствуют эксперименты [8] по изучению углового распределения π^+-мезонов, рождающихся в реакции $p + p \to \pi^+ + d$. Как известно, вывод о том, что в состоянии с $T_и = 3/2$ и $j = 3/2$ имеется сильное взаимодействие, был также сделан на основе опытов по рассеянию мезонов нуклонами и фоторождению мезонов [9].

Авторы признательны Я.А.Смородинскому за обсуждение результатов и ряд ценных замечаний.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1955 г.

*Под «запрещенными» понимаются процессы, идущие с относительно малой вероятностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Понтекорво Б.М., Селиванов Г.И.* // Отчеты ИЯП АН СССР, 1951 и 1952.
2. *Понтекорво Б.М., Селиванов Г.И.* // ДАН, 1955, т.102, №2.
3. *Померанчук И.Я., Шмушкевич И.М.* // ДАН, 1952, т.87, с.385.
4. *Passman S., Block M.M., Havens W.W.* // Phys. Rev., 1951, vol.83, p.167.
5. *Watson K.M., Brueckner K.A.* // Phys. Rev., 1951, vol.83, p.1.
6. *Hales R.W. et al.* // Phys. Rev., 1952, vol.85, p.373.
7. *Passman S., Block M., Havens W.W.* // Phys. Rev., 1952, vol.85, p.370.
8. *Durbin R., Loar H., Steinberger J.* // Phys. Rev., 1951, vol.83, p.646;
   Мещеряков М., Неганов Б., Богачев Н., Сидоров В. // Отчет ИЯП АН СССР, 1952.
9. *См., например, Anderson H.L., Fermi E., Long E.A., Martin R., Nagle D.E.* // Phys. Rev., 1952, vol.85, p.934;
   Brueckner K.A. // Phys. Rev., 1952, vol.86, p.105.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ π-МЕЗОНОВ С ВОДОРОДОМ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 140 ДО 400 МэВ*

Совместно с А.Е.Игнатенко, А.И.Мухиным, Е.Б.Озеровым

Знание полных сечений взаимодействия π-мезонов с водородом представляет большой интерес для выяснения характера взаимодействия π-мезонов с нуклонами. Ввиду того, что энергетическая зависимость $f(E)$ полных сечений $\sigma_t(\pi^-, p)$ в широком интервале энергии может быть получена с хорошей точностью в сравнительно короткое время, а опыты по угловым распределениям фактически выполнимы лишь при очень ограниченном числе значений энергии мезонов, знание $\sigma_t(\pi^-, p) = f(E)$ необходимо также и для интерпретации совокупности данных по угловым распределениям.

Как известно, первые измерения полных сечений взаимодействия π-мезонов с водородом, охватившие большой интервал энергий, были выполнены Андерсоном, Ферми и др. [2]. В интервале энергий от 130 до 260 МэВ наиболее точные сведения о полных сечениях взаимодействия π-мезонов с водородом были получены в последнее время Ашкиным и др. [3]. Область энергий от 260 до 400 МэВ до настоящего времени не была исследована**.

Наличие в Институте ядерных проблем АН СССР хорошо коллимированных моноэнергетических пучков мезонов [5] позволило произвести точные измерения полных сечений взаимодействия π^--мезонов с водородом в интервале энергий от 140 до 400 МэВ. Определение полных сечений производилось по измерению ослабления пучка мезонов, происходящих через рассеиватель. В опытах использовался разностный метод (CH_2—C).

Мезоны рождались на мишени из графита толщиной 3 мм при бомбардировке ее протонами с энергией около 670 МэВ (рис.1). Затем они анализировались по энергии рассеянным магнитным полем ускорителя и попадали в один из трех каналов, сделанных в 3-метровой железной защите. Каналы сделаны таким образом, что в каждом из них можно получить мезоны в широком интервале энергий. В каждом конкретном случае энергия однозначно задается положением мишени в камере синхроциклотрона. Пройдя через установленный в канале коллиматор (диаметр коллиматора равен 8 см), мезоны отклонялись вспомогательным магнитом на угол 30° от направления их первоначального движения, проходили через дополнительный латунный коллиматор и регистрировались системой 4 сцинтилляционных счетчиков, установленных строго по оси пучка. Эта система состояла из телескопа трех сцинтилляционных счетчиков (*1*, *2*, *3*), выделявшего падающий на рассеиватель пучок мезонов, и четвертого сцинтилляционного счетчика (*4*),

*ДАН, 1955, т.103, с.45—47. Это сообщение основано на результатах работы, выполненной в 1954 г. и описанной ранее в отчете Института ядерных проблем АН СССР [1].

**Имеется только одно измерение [4] при энергии 340 МэВ с ошибкой около 50%.

регистрировавшего мезоны, прошедшие через рассеиватель. Геометрия опытов представлена на рис.2. В опытах использовались интенсивности потоков мезонов от 2 до 200 $см^{-2} \cdot с^{-1}$.

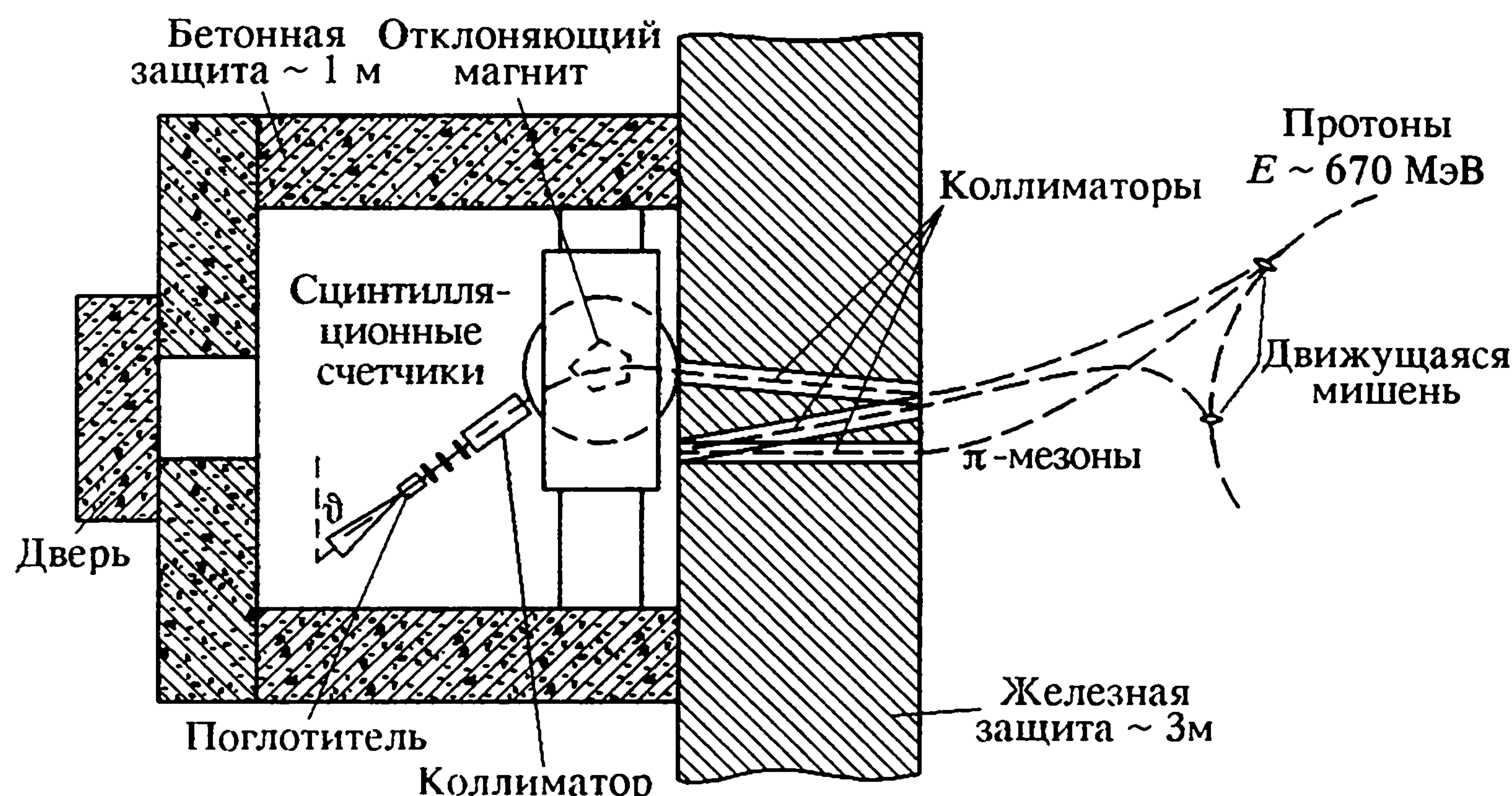


Рис.1. Схема опыта

В качестве рассеивателей использовались парафин, полиэтилен и графит, причем толщина первых двух была около 8,2 г/см^2, а последнего около 7 г/см^2. Количество ядер углерода на 1 см^2 во всех образцах было одинаково. Первые три сцинтиллятора имели диаметр 3 см и толщину 4 мм, диаметр последнего сцинтиллятора был равен 10 см при толщине 8 мм. Сцинтилляторы представляли собой тонкостенные контейнеры из плексигласа, заполненные раствором терфенила в фенилциклогексане.

В опытах регистрировались быстрыми пересчетами тройные совпадения (*1*, *2*, *3*) и четверные совпадения (*1*, *2*, *3*, *4*). Время разрешения схем совпадения было около $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ с.

Для определения энергии в каждом опыте снималась кривая поглощения мезонов в меди. В найденный по кривой поглощения пробег вносилась поправка, учитывающая многократное кулоновское рассеяние мюонов в поглотителе. По кривым поглощения определялась также примесь μ^--мезонов. Результаты опытов представлены в табл.1.

В первом столбце приведены энергии π-мезонов в центре рассеивателя. Указанная неопределенность в энергии возникает, главным образом, из-за торможения мезонов в образцах, неточности определения пробегов, а также начальной неоднородности пучков по энергии. Последняя, как показали анализ кривых поглощения и контрольные магнитные измерения, не превышала ±2 МэВ.

Во втором столбце даны полные сечения взаимодействия π^--мезонов с водородом после внесения в них наиболее существенных поправок. Эти поправки учитывали:

1. Примесь μ^--мезонов. В пучках разных энергий эта примесь была неодинаковой и менялась от (3 ± 1,5) до (9 ± 3)%. Наибольшее количество μ^--мезонов было в пучках с энергиями 147 МэВ (9%) и 263 МэВ (6%), которые были полу-

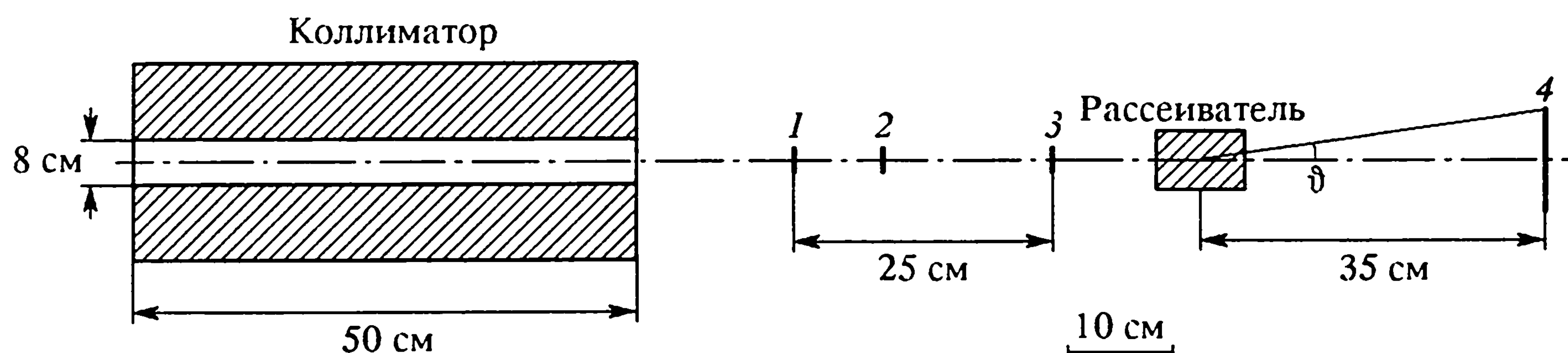


Рис.2. Геометрия опыта

чены торможением из пучков больших энергий. Принималось, что взаимодействие μ-мезонов с водородом обусловлено только кулоновскими силами.

2. Случайные совпадения (не превышали 0,5% при максимальном уровне фона от ускорителя).

3. Просчеты в регистрирующей системе. Поправка составляла (9,3 ± 1,4)% для пучка с энергией 140 МэВ и (4,5 ± 0,7)% для пучка с энергией 290 МэВ. Во всех остальных случаях она была много меньше.

4. Рассеянные мезоны и протоны отдачи, попадающие в угол регистрации последнего детектора. Поправка составляла (2 ± 1)%.

В приведенных в таблице погрешностях измерения учтены как статистические ошибки, так и все неопределенности, возникающие при внесении перечисленных выше поправок.

Из результатов проведенных измерений видно, что в энергетической зависимости $\sigma_t(\pi^-, p)$ имеется максимум (о чем сообщалось ранее [3]) при энергии, близкой к 190 МэВ. После максимума быстрое уменьшение $\sigma_t(\pi^-, p)$ продолжается до 300 МэВ. При дальнейшем увеличении энергии вплоть до 400 МэВ сечение в пределах ошибок опыта остается постоянным, равным $26\cdot10^{-27}$ см^2.

Таблица 1

Энергия π^--мезонов, МэВ	Полное сечение $\sigma_t(\pi^-, p)$, 10^{-27} см^2
140 ± 7	44,3 ± 2,7
184 ± 7	65,7 ± 2,4
197 ± 7	71,2 ± 2,5
216 ± 7	57,3 ± 2,5
226 ± 7	53,3 ± 2,0
256 ± 7	37,5 ± 1,9
290 ± 7	33,9 ± 1,1
335 ± 7	25,7 ± 1,0
363 ± 7	26,5 ± 1,6
393 ± 7	25,9 ± 2,7

Величина сечения вблизи 200 МэВ равна $8/3\pi\lambda^2$ (где λ — длина волны де Бройля для мезона в системе центра масс), т.е. равна максимально возможному сечению взаимодействия отрицательных π-мезонов с водородом в состоянии $P_{3/2}$

с изотопическим спином $T = 3/2$, что подтверждает точно такой же вывод Ашкина и др.

Из данных по полным сечениям нельзя сделать определенного заключения о резонансном характере максимума, однако можно утверждать, что если резонанс имеется, то он должен находиться вблизи 200 МэВ, причем вклады других состояний в сечение должны быть очень малы.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность А.В.Честному и Б.И.Замолодчикову за ряд ценных предложений по оборудованию лаборатории, предназначенной для работы с мезонными пучками.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 мая 1955 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Игнатенко А.Е., Мухин А.И., Озеров Е.Б., Понтекорво Б.М.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1954.
2. *Anderson H.L., Fermi E., Long E.A., Martin R., Nagle D.E.* // Phys. Rev., 1952, vol.85, p.934.
3. *Askin J., Blaser J.P., Feiner F., Gorman J.G., Stern M.O.* // Phys. Rev., 1954, vol.93, p.1129.
4. *Yuan L.C.L., Lindenbaum S.J.* // Bull. Am. Phys. Soc., 1953, vol.28, No.6, p.11.
5. *Игнатенко А.Е., Кривицкий В.В., Мухин А.И., Понтекорво Б.М., Реут А.А.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1954.

1956

ОДНОМЕЗОННАЯ И БЕЗМЕЗОННАЯ АННИГИЛЯЦИИ АНТИНУКЛОНОВ*

В связи с появившимся недавно [1] крайне интересным сообщением о рождении антинуклонов при соударениях протонов большой энергии с ядрами, в настоящей заметке рассматриваются некоторые процессы «необычной» аннигиляции антинуклонов.

При столкновении антинуклонов со свободными нуклонами аннигиляция, очевидно, сопровождается испусканием π-мезонов (или K-мезонов) в количестве, не меньшем 2. Этот процесс («обычная» аннигиляция), в котором, по всей вероятности, испускаются несколько мезонов, конечно, имеет место и в случае столкновения антинуклонов с ядрами. Однако при соударениях антинуклонов с нуклонами, связанными в ядре, имеется возможность других процессов («необычная» аннигиляция), при которых число испускаемых π-мезонов меньше или равно 1.

Аннигиляция с испусканием одного π-мезона может иметь место при соударениях антинуклона с ядром атомного веса $A \geq 2$. Аннигиляция, не сопровождающаяся испусканием ни одного мезона, возможна только при соударениях антинуклона с ядром атомного веса $A \geq 3$. Нетрудно видеть, что процессы одномезонной и безмезонной аннигиляции антинуклонов являются процессами, обратными тем, в которых рождаются антинуклоны при столкновениях π-мезонов и нуклонов с нуклонами.

Имея в виду возможность постановки опытов, мы ниже остановимся на некоторых процессах «необычной» аннигиляции антинуклонов, характеризуемых тем, что число частиц в конечном состоянии равно 2.

В случае столкновений с дейтерием возможны следующие реакции:

$$\text{а)}\ \tilde{p} + d \rightleftarrows \pi^0 + n, \qquad \text{а}')\ \tilde{n} + d \rightleftarrows \pi^0 + p,$$

$$\text{б)}\ \tilde{p} + d \rightleftarrows \pi^- + p, \qquad \text{б}')\ \tilde{n} + d \rightleftarrows \pi^+ + n.$$

Согласно принципу зарядовой симметрии сечения реакции типа а) равны между собой, равны между собой также и сечения реакции типа б).

Нетрудно показать, что зарядовая независимость требует, чтобы сечения реакций типа б) в два раза превышали сечения реакций типа а). С экспериментальной точки зрения особенно интересна реакция б), в которой участвуют

---

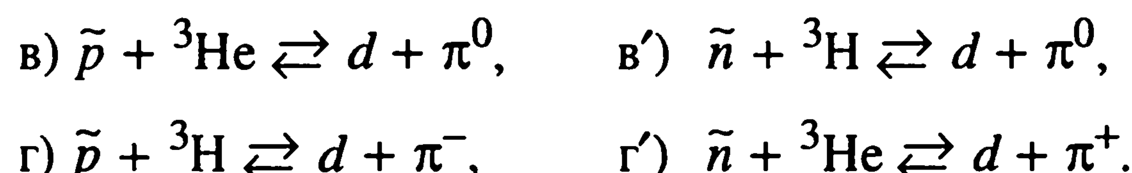
*ЖЭТФ, 1956, т.30, вып.5, с.947—948.

четыре заряженные частицы. Отношение сечений прямой и обратной реакций б) при условиях одинаковой энергии в системе центра масс равно

$$\frac{\sigma(\tilde{p} + d \to \pi^- + p)}{\sigma(\pi^- + p \to \tilde{p} + d)} = \frac{(2S_\pi + 1)(2S_p + 1)}{(2S_{\tilde{p}} + 1)(2S_d + 1)} \frac{k^2}{q^2} = \frac{k^2}{3q^2},$$

где $S_{\tilde{p}}$, S_d — величины спинов антипротона, дейтрона и т.д., k и q — импульсы π-мезонов и антипротонов в системе центра масс. Исследование прямой и обратной реакций б) дает возможность проверить правильность предположения, что спин отрицательной частицы с протонной массой равен половине. Например, сечение реакции б) аннигиляции на дейтерии антипротона с кинетической энергией 500 МэВ должно в 1,6 раза превышать сечение реакции образования дейтерия и антипротона при столкновении с протоном π-мезона с энергией 4,6 ГэВ.

Рассмотрим процессы одномезонной аннигиляции антинуклона в ядре с $A = 3$

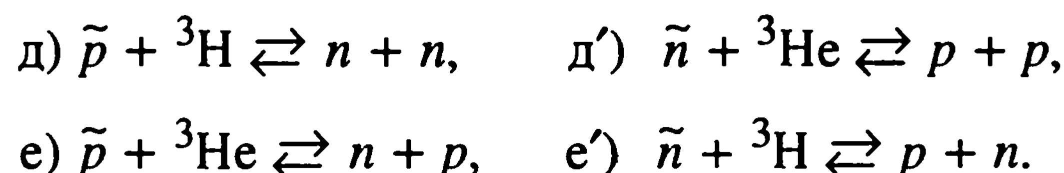


в) $\tilde{p} + {}^3\mathrm{He} \rightleftarrows d + \pi^0$, в′) $\tilde{n} + {}^3\mathrm{H} \rightleftarrows d + \pi^0$,

г) $\tilde{p} + {}^3\mathrm{H} \rightleftarrows d + \pi^-$, г′) $\tilde{n} + {}^3\mathrm{He} \rightleftarrows d + \pi^+$.

Отношение сечений реакций типов г) и в), согласно зарядовой независимости, равно 2. С экспериментальной точки зрения представляют интерес обратные процессы г) и г′).

Безмезонная аннигиляция антинуклона иллюстрируется следующими реакциями:



д) $\tilde{p} + {}^3\mathrm{H} \rightleftarrows n + n$, д′) $\tilde{n} + {}^3\mathrm{He} \rightleftarrows p + p$,

е) $\tilde{p} + {}^3\mathrm{He} \rightleftarrows n + p$, е′) $\tilde{n} + {}^3\mathrm{H} \rightleftarrows p + n$.

Здесь обратная реакция д′) — образование ^{3}He при соударении двух протонов — представляет интерес с экспериментальной точки зрения.

Экспериментальное исследование вышеупомянутых процессов имеет принципиальное значение. Разумно ожидать, что процессы одномезонной и безмезонной аннигиляции значительно менее вероятны, чем процессы многомезонной аннигиляции. Это следует, например, из статистической теории множественного рождения Ферми.

Необходимо подчеркнуть, что вероятность процессов «необычной» аннигиляции антинуклонов могла бы увеличиться, если бы имелось особенно сильное нуклон-антинуклонное взаимодействие типа, предложенного в модели Ферми—Янга.

Автор признателен Л.И.Лапидусу за обсуждение.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 февраля 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chamberlain O., Segre E., Wiegand C., Ypsilantis T.* // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.947.

РАССЕЯНИЕ π^+-МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ. II. ОБСУЖДЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ*

Совместно с А.И.Мухиным

Приводится фазовый анализ полученных данных о рассеянии π^+-мезонов на водороде при разных энергиях вплоть до 307 МэВ. Анализ был выполнен при помощи быстродействующей электронной счетной машины как при предположении, что процесс рассеяния достаточно хорошо описывается только *S*- и *P*-волнами (*S–P*-анализ), так и при предположении, что процесс рассеяния необходимо описывать пятью параметрами (*S–P–D*-анализ). Энергетическая зависимость разных фазовых сдвигов, полученных при *S–P*- и *S–P–D*-анализах, приводится на рисунках. Из измерений следует, что радиус мезон-нуклонного взаимодействия составляет около $7\cdot10^{-14}$ см.

Как известно, Ферми и др. [1] анализировали совокупность экспериментальных данных о рассеянии π-мезонов с энергиями до 200 МэВ при предположении, что в рассеянии принимают участие только *S*- и *P*-волны и, следовательно, процессы рассеяния описываются шестью фазовыми сдвигами. В случае положительных π-мезонов и при отсутствии *D*-волн рассеяние описывается только тремя фазовыми сдвигами α_3, α_{31} и α_{33}, определяющими взаимодействие соответственно в *S*-, $P_{1/2}$- и $P_{3/2}$-состояниях с изотопическим спином 3/2.

В настоящей работе, являющейся продолжением работы [2], данные о рассеянии положительных мезонов анализируются как в предположении, что вклад *D*-состояний в рассеяние пренебрежимо мал, т.е. взаимодействие происходит только в *S*- и *P*-состояниях (*S–P*-анализ), так и в предположении, что вкладом *D*-состояний нельзя пренебрегать (*S–P–D*-анализ). Последнее предположение является вполне разумным при таких больших энергиях, как 300 МэВ. Кроме того, приведенные в табл.10 работы [2] данные до некоторой степени подтверждают это предположение.

В том случае, когда в рассеянии π^+-мезонов принимают участие *S*-, *P*- и *D*-волны, кроме уже определенных выше трех фазовых сдвигов α_3, α_{31}, α_{33}, отличны от нуля и фазовые сдвиги, соответствующие *D*-состояниям с полным угловым моментом 3/2 и 5/2, которые в дальнейшем обозначаются через δ_{33} и δ_{35}.

1. *S–P*-анализ

А. Фазовые сдвиги. В том случае, когда взаимодействие π-мезонов с водородом происходит только в *S*- и *P*-состояниях, анализ рассеяния является довольно

*ЖЭТФ, 1956, т.31, вып.4, с.550—559.

простым, и фазовые сдвиги в первом приближении можно определить при помощи графического метода [3].

Выражения коэффициентов углового распределения через фазы рассеяния, как известно, имеют вид

$$A = \sin^2\alpha_3 + \sin^2(\alpha_{33} - \alpha_{31}), \qquad (1)$$

$$B = 2 \sin \alpha_3 [2 \sin \alpha_{33} \cos (\alpha_{33} - \alpha_3) + \sin \alpha_{31} \cos (\alpha_{31} - \alpha_3)], \qquad (2)$$

$$C = 3 [\sin^2\alpha_{33} + 2 \sin \alpha_{31} \sin \alpha_{33} \cos (\alpha_{33} - \alpha_{31})]. \qquad (3)$$

Результаты графического анализа даются в табл.1. В той же таблице приводятся «оптимальные» фазовые сдвиги [4], полученные при помощи быстродействующей электронной счетной машины. В последнем случае в качестве независимого

Таблица 1. Фазы рассеяния π^+-мезонов протонами (в градусах)

Энергия мезонов, МэВ	Графический метод			Быстродействующая электронная счетная машина				
	α_3	α_{31}	α_{33}	α_3	α_{31}	α_{33}	M	Число независимых измерений
176	–11	–16	67	–10,6	–19,5	69,0	3,1	10
200	–9	4	96	–9,1	10,0	102,0	7,0	7
240	–14	–8	113	–18,1	–2,6	114,7	4,2	8
270	–21	–6	128	–20,2	–6,7	129,3	5,8	7
307	–24	–8	134	–23,2	–8,4	133,2	12,0	9

измерения использовались для анализа также и полные сечения. В табл.1 через M обозначена величина

$$\sum_i \left\{\frac{f_i(\alpha_3, \alpha_{31}, \alpha_{33}) - \sigma_i}{\Delta\sigma_i}\right\}^2 .$$

Рассматривалось только «резонансное» решение, т.е. решение типа Ферми, в котором α_{33} проходит через 90° в области энергий 170—200 МэВ. Основание для этого обсуждалось в работе Андерсона и др. [5]. Данные при энергии 307 МэВ хорошо согласуются с результатами работы [6].

Б. Поведение S-фазы α_3 в предположении, что рассеяние определяется только тремя фазовыми сдвигами. Необходимо подчеркнуть, что в области «резонанса» величины всех трех фаз определяются с низкой точностью. Как видно из формул (1)—(3), в той области, где фаза α_{33} близка к 90°, она очень чувствительна к небольшим изменениям коэффициентов A, B и C. Трудность в определении S-фазы α_3 связана с тем, что интерференционный коэффициент B, из которого главным образом определяется эта фаза, близок к нулю и известен в области «резонанса» с очень плохой точностью. При энергиях, значительно пре-

вышающих «резонансную», имеется возможность определить как α_{33}, так и α_3 со сравнительно хорошей точностью, поэтому заслуживают особого внимания большие значения фазы α_3 при энергиях 240, 270 и 307 МэВ. Величины этого фазового сдвига значительно превышают значения, которые можно было бы ожидать, если бы для этих энергий была справедлива линейная зависимость фазы α_3 от импульса мезона, предложенная Ореаром [7] и хорошо описывающая экспериментальные данные при малых энергиях. Как известно, Ореар предлагал следующие фазовые уравнения:

$$\alpha_3 = -0{,}11\eta, \tag{4}$$

$$(\eta^3/\omega)\ \mathrm{ctg}\ \alpha_{33} = 8{,}05 - 3{,}8\omega, \tag{5}$$

$$\alpha_{31} = 0, \tag{6}$$

где η — импульс мезона в системе центра масс в мкс и ω — полная энергия за исключением энергии покоя протона. Правда, не вся совокупность значений «оптимальных» фазовых сдвигов удовлетворяет уравнениям (4)—(6), но это может быть связано с неточностью определения «оптимальных» фаз, особенно фазы α_3 при энергиях вблизи «резонанса». В частности, Ореар показал, что все известные дифференциальные сечения до 220 МэВ не противоречат этим уравнениям.

Ввиду большого теоретического интереса, который представляет поведение S-фазы, желательно исследовать причины наблюдающегося при энергиях 240, 270 и 307 МэВ отклонения α_3 от линейной зависимости, полученной при исследовании целого ряда процессов в области малых энергий мезонов. Законно поставить вопрос, можно ли это отклонение объяснить только неточностью полученных «оптимальных» значений сдвигов α_3? Чтобы ответить на этот вопрос, значения дифференциальных сечений (экспериментальных величин), данные в табл. 2—6 работы [2], сравнивались с сечениями, вычисленными на основании уравнений (4)—(6). Результаты сравнения приведены в табл.2.

Таблица 2

Энергия мезонов, МэВ	Число экспериментальных точек	$M_{(4)-(6)}$
176	9	4,6
200	7	8,5
240	7	31
270	6	260
307	8	240

В последнем столбце даются величины

$$M_{(4)-(6)} = \sum_i \left\{\frac{f(\alpha_3, \alpha_{33}, \theta_i) - \sigma(\theta_i)}{\Delta\sigma(\theta_i)}\right\}^2,$$

характеризующие степень отклонения кривой $f(\alpha_3, \alpha_{33}, \theta_i)$, рассчитанной по уравнениям (4)—(6), от экспериментально измеренных значений дифференциальных сечений $\sigma(\theta_i)$. Из табл.2 видно, что экспериментальные данные при энер-

гиях 176 и 200 МэВ не противоречат уравнениям (4)—(6), что подтверждается и анализом других данных в этой области энергии, проведенным ранее Ореаром. При более же высоких энергиях совершенно невозможно удовлетворить результаты опытов величинами фазовых сдвигов, предсказываемыми уравнениями (4)—(6).

Если полагать, что до энергий порядка 300 МэВ рассеяние достаточно хорошо описывается только S- и P-волнами, то из сказанного выше вытекает определенный вывод о несправедливости линейной зависимости фазы α_3 от импульса мезона при энергиях свыше 200—240 МэВ. С другой стороны, ввиду привлекательности такой простой зависимости необходимо тщательно рассмотреть, не сохраняется ли линейная зависимость S-фазы от импульса при введении более высоких угловых моментов ($l = 2$), тем более, что наши экспериментальные данные при энергии 307 МэВ указывают на трудность аппроксимации наблюдаемого распределения функцией типа $a + b\cos\theta + c\cos^2\theta$ (см. табл.7 работы [2]).

2. S–P–D-анализ

В том случае, когда в рассеянии участвуют S-, P- и D-волны, угловое распределение может быть представлено в виде

$$\lambda^{-2}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \mathcal{A} + \mathcal{B}\cos\theta + \mathcal{C}\cos^2\theta + \mathcal{D}\cos^3\theta + \mathcal{E}\cos^4\theta.$$

Фазовые сдвиги и написанные выше коэффициенты углового распределения связаны между собой следующими соотношениями:

$$\mathcal{A} = |S|^2 + |P_+ - P_-|^2 + \left|\frac{3}{2}D_+ + D_-\right|^2 - 2I\left(S; \frac{3}{2}D_+ + D_-\right), \tag{7}$$

$$\mathcal{B} = 2I(S; 2P_+ + P_-) - 2I\left(\frac{3}{2}D_+ + D_-; 2P_+ + P_-\right) + 6I(P_+ - P_-; D_+ - D_-), \tag{8}$$

$$\mathcal{C} = |2P_+ + P_-|^2 - |P_+ - P_-|^2 + 9|D_+ - D_-|^2 - 6\left|\frac{3}{2}D_+ + D_-\right|^2 + 6I\left(S; \frac{3}{2}D_+ + D_-\right), \tag{9}$$

$$\mathcal{D} = 6I\left(2P_+ + P_-; \frac{3}{2}D_+ + D_-\right) - 6I(P_+ - P_-; D_+ - D_-), \tag{10}$$

$$\mathcal{E} = 9\left|\frac{3}{2}D_+ + D_-\right|^2 - 9|D^+ - D_-|^2. \tag{11}$$

Здесь приняты обозначения:

$$S = e^{i\alpha_3}\sin\alpha_3, \quad P_- = e^{i\alpha_{31}}\sin\alpha_{31}, \quad P_+ = e^{i\alpha_{33}}\sin\alpha_{33},$$

$$D_- = e^{i\delta_{33}}\sin\delta_{33}, \quad D_+ = e^{i\delta_{35}}\sin\delta_{35}, \quad I(a; b) = \frac{1}{2}(ab^* + a^*b).$$

Полное сечение выражается через фазовые сдвиги следующим образом:

$$\lambda^{-2}\frac{\sigma_t(\pi^+, p)}{4\pi} = \sin^2\alpha_3 + \sin^2\alpha_{31} + 2(\sin^2\alpha_{33} + \sin^2\delta_{33}) + 3\sin^2\delta_{35}. \tag{12}$$

Из рассмотрения полученных при энергии 307 МэВ коэффициентов (табл.9 работы [2]) были произведены оцéночные вычисления фаз рассеяния для D-волн. Для простоты искалось приближенное решение системы уравнений (10) и (11), в которой полагалось, что $\alpha_{31} = 0$ и $\alpha_{33} = 134°$, т.е. использовалась величина фазового сдвига α_{33}, полученная графическим методом при S–P-анализе. Такое предположение вполне естественно, так как возмущение, вносимое D-волнами, сравнительно слабо влияет на фазу α_{33}. Оказалось, что найденными значениями δ_{33} и δ_{35} можно удовлетворить уравнения для всех коэффициентов, причем фазовый сдвиг α_3 получился значительно меньше 24°, т.е. значительно меньше величины, полученной при учете только S- и P-волн*. Ввиду этого экспериментальные данные работы [2], а также работ [2—5, 7], цитированных в [2], были заново проанализированы при помощи быстродействующей электронной счетной машины БЭСМ Академии наук СССР**. Рассчитывались «оптимальные» фазовые сдвиги α_3, α_{31}, α_{33}, δ_{33} и δ_{35}, причем искали только решение, в котором α_3 отрицательна и α_{33} лежит в пределах ±10° от величин, данных в табл.1.

При расчетах дифференциальные и полные сечения были выражены через пять фазовых сдвигов по формулам (7)—(12). Искали минимум величины

$$M = \sum_i \left\{ \frac{f_i(\alpha_3, \alpha_{31}, \alpha_{33}, \delta_{33}, \delta_{35}) - \sigma_i}{\Delta\sigma_i} \right\}^2,$$

где $f_i(\alpha_3, \alpha_{31}, \alpha_{33}, \delta_{33}, \delta_{35})$ — функция, выражающая сечение через фазовые сдвиги, а σ_i — экспериментально измеренное сечение с ошибкой $\Delta\sigma_i$. Исходными данными служили величины фазовых сдвигов, полученные из S–P-анализа при помощи диаграмм Ашкина. В качестве первого приближения фазы поочередно, начиная с α_3, изменялись в заданных пределах через градус. Этот цикл повторялся несколько раз, пока не прекращалось уменьшение M, затем изменения производились через половину градуса и т.д. Полученные таким образом «оптимальные» фазы рассеяния для энергий 270 и 307 МэВ приводятся в табл.3.

---

*Нужно отметить, что Ореар уже давно пытался учесть эффект D-волн [8] при интерпретации экспериментальных данных по рассеянию π-мезонов на водороде в области энергий до 220 МэВ. Однако он принимал во внимание только эффект D-волны с полным угловым моментом 5/2. Фаза δ_{35}, как это видно из уравнений, оказывает малое «возмущение» на фазовый сдвиг α_3, если принять величину δ_{35} порядка нескольких градусов при энергии 160—200 МэВ. Предложенное Ореаром значение $\delta_{35} = -0{,}013\eta^5$ для удовлетворения экспериментальным данным в области энергий от 100 до 200 МэВ заведомо исключается результатами настоящей работы. Кроме того, как это было показано в более поздней работе Ореара [7], все экспериментальные данные в области энергий до 220 МэВ достаточно хорошо удовлетворяются уравнениями (4)—(6), что подтверждается и нашими измерениями (см. табл.2).

**Авторы благодарны директору Вычислительного центра АН СССР акад. А.А.Дородницыну за предоставление возможности произвести вычисления на БЭСМ, а также сотрудникам Вычислительного центра АН СССР и Института точной механики и вычислительной техники АН СССР, оказывавшим помощь в работе.

Как видно из этой таблицы, экспериментальные данные при энергии 307 МэВ, плохо удовлетворявшиеся тремя параметрами (см. табл.7 работы [2] и табл.1 настоящей работы), хорошо удовлетворяются пятью фазовыми сдвигами. При этой энергии δ_{33} и δ_{35} приблизительно равны по абсолютной величине и имеют разные знаки. Этим обстоятельством, как это следует из соотношения (10), можно объяснить тот факт, что коэффициент $\mathcal{D}$, обусловленный интерференцией

Таблица 3. «Оптимальные» фазовые сдвиги (в градусах)

Энергия мезонов, МэВ	α_3	α_{31}	α_{33}	δ_{33}	δ_{35}	M	Число экспериментальных точек
270	−13,6	−4,3	128,8	4,3	−6,9	4,03	7
307	−13,0	−4,0	133,7	9,5	−10,0	3,78	9

P- и *D*-волн, практически не наблюдаем. Что же касается коэффициента $\mathcal{B}$, то он обусловлен как интерференцией *S*- и *P*-, так и интерференцией *P*- и *D*-волн, откуда следует, что при всех энергиях вплоть до 300 МэВ крайне трудно определить отдельно вклады *S*- и *D*-волн.

А. *D*-фазы δ_{33} и δ_{35}. Трудно надежно утверждать что-либо о величине вклада *D*-волн при энергиях мезонов порядка 300 МэВ на основании только «оптимального» решения, приведенного в табл.3. Тем не менее имеет определенный интерес рассмотреть, к каким последствиям ведет такое решение. Это будет сделано ниже и главным образом при обсуждении поведения *S*-фазы.

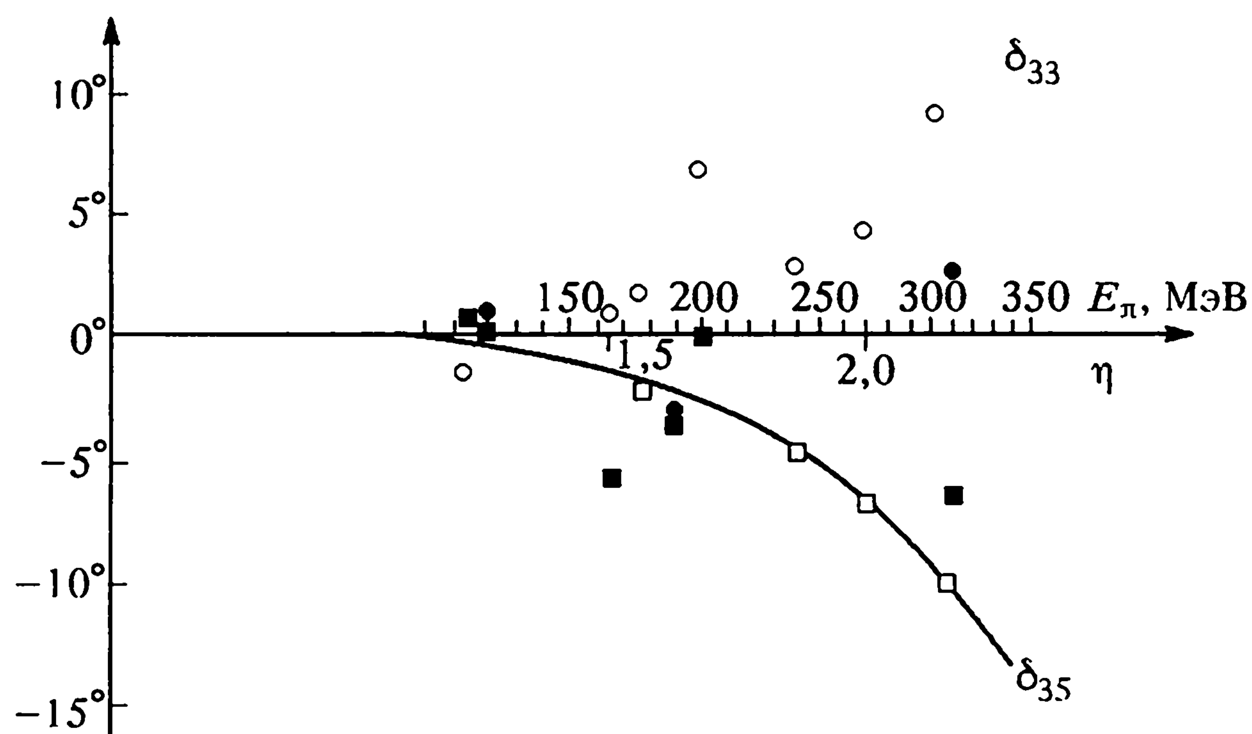


Рис.1. «Оптимальные» фазовые сдвиги *D*-волн, полученные при *S–P–D*-анализе. δ_{33}: ○ — данные настоящей работы, ● — данные других работ; δ_{35}: □ — данные настоящей работы, ■ — данные других работ. Сплошная кривая — $\delta_{35} = -0{,}21\eta^5$

Известно, что при малых значениях фазовых сдвигов их зависимость от импульса мезона η в системе центра масс можно записать в виде $\text{const}\cdot\eta^{2l+1}$. Поэтому в качестве рабочей гипотезы величины фазовых сдвигов *D*-волн были приняты равными (в градусах) $\delta_{33} = 0{,}20\eta^5$ и $\delta_{35} = -0{,}21\eta^5$, где коэффициенты определены из «оптимальных» значений фаз δ_{33} и δ_{35} при энергии 307 МэВ.

Конечно, такой выбор совершенно произволен, особенно в случае фазы δ_{33}, «оптимальные» величины которой не регулярны. На рис.1 представлена написанная выше зависимость фазового сдвига δ_{35}. На том же рисунке в качестве иллюстрации даны «оптимальные» фазовые сдвиги δ_{33} и δ_{35}, полученные при помощи электронной счетной машины. На рисунке видна тенденция к росту *D*-фаз с увеличением энергии мезонов, по крайней мере фазы δ_{35}. Принимая во внимание точность исходных данных и природу математической задачи, можно только сказать, что нет противоречия между зависимостью $\delta \sim \eta^5$ и полученными данными.

Б. *S*-фаза α_3. На рис.2 представлены величины фазовых сдвигов α_3 как функции импульса мезона η в областях энергии меньше 100 и больше 240 МэВ, т.е. в тех областях энергии, где эту фазу можно определить относительно хорошо. Прямая выражает зависимость $\alpha_3 = -6{,}3°\eta$, которая лучше всего удовлетворяет экспериментальным данным при малых энергиях. Крестиками обозначены величины α_3 при малой энергии. При энергиях, начиная с 240 МэВ и выше, кружочками обозначены «оптимальные» величины α_3, полученные в предположении, что в рассеянии участвуют только *S*- и *P*-волны.

Из рис.2 видно, что, как уже указывалось выше, нельзя совместить линейную зависимость α_3 с величинами фаз, полученными в области больших энергий при *S*–*P*-анализе. Это указывает на то, что при энергиях 200—240 МэВ длина волны λ мезона в системе центра масс становится сравнимой с радиусом r_0 взаимодействия ($r_0 \approx \lambda \sim 8\cdot10^{-14}$ см). На этом же рисунке квадратиками изображены

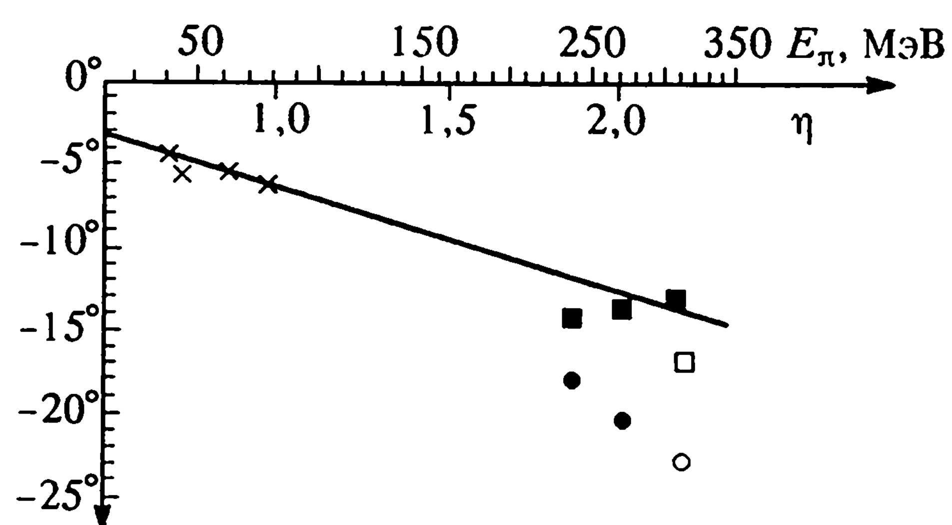


Рис.2. Фазовый сдвиг α_3 при малых и больших энергиях мезонов: × — данные, цитированные в [7]; ■ — *S*–*P*–*D*-анализ данных настоящей работы; □ — *S*–*P*–*D*-анализ данных работы [6]; ● — *S*–*P*-анализ данных настоящей работы, ○ — *S*–*P*-анализ данных работы [6]. Сплошная прямая — зависимость $\alpha_3 = -6{,}3°\,\eta$

«оптимальные» величины α_3 для энергий 240, 270, 307 и 310 МэВ, полученные при анализе данных с учетом *D*-волн. Как видно, эти значения фазы α_3 вполне совместимы с зависимостью, полученной при малых энергиях. Такое поведение *S*-фазы является косвенным аргументом, но, конечно, не доказательством в пользу того, что уже при энергиях порядка 300 МэВ при оценке *S*-фазы вкладом *D*-волн пренебрегать нельзя.

Нужно подчеркнуть, что если действительно имеет место предположенная выше зависимость $\delta_{33} = 0{,}20\eta^5$, то уже при энергиях 100—150 МэВ становится заметным влияние D-волн на определяющий фазу α_3 коэффициент B. Для иллюстрации этого на рис.3 сплошной кривой представлена энергетическая зависимость коэффициента B, рассчитанного с учетом только S- и P-волн (α_3 принималась равной $-6{,}3\eta$), а пунктирной кривой дается энергетическая зависимость коэффициента B, рассчитанного с учетом S-, P- и D-волн ($\alpha_3 = -6{,}3\eta$ и $\delta_{33} = -\delta_{35} = +0{,}20\eta^5$); все величины фазовых сдвигов даны в градусах. На том же рисунке даются значения коэффициента B, полученные при разных энергиях методом наименьших квадратов, когда угловые распределения аппроксимируются функцией

$$\lambda^{-2}\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + B\cos\theta + C\cos^2\theta.$$

Отсюда видно, что линейная зависимость в виде, предложенном Ореаром, даже и при относительно малой энергии лучше согласуется с экспериментальными данными, когда учитывается вклад D-волн.

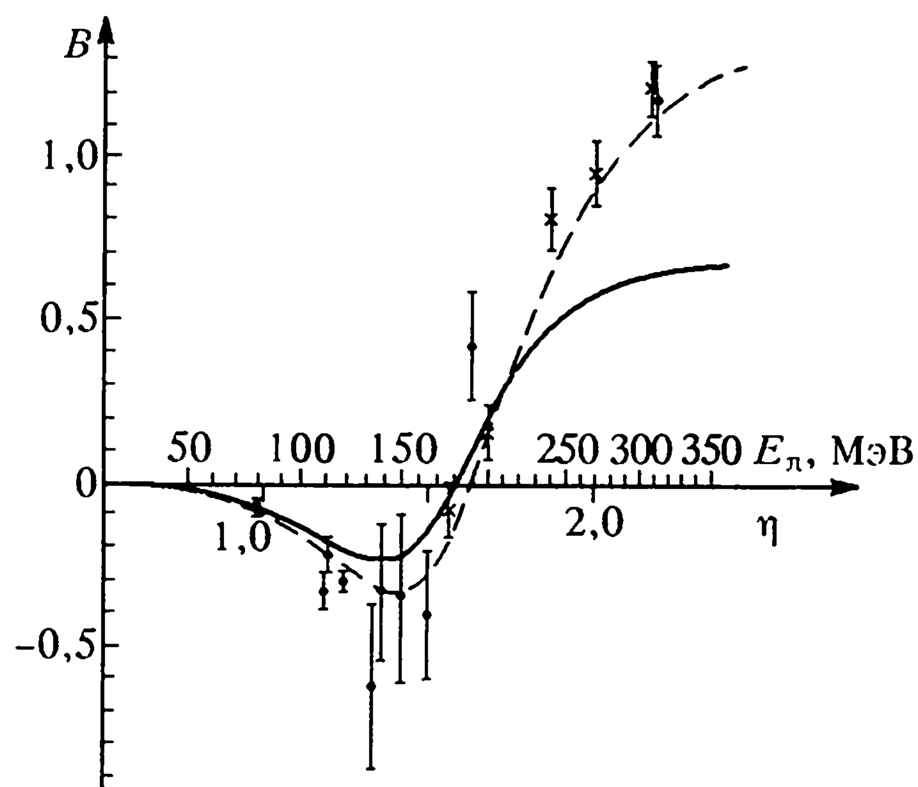


Рис.3. Зависимость коэффициента B от энергии мезонов. Экспериментальные точки — значения коэффициента B, полученные методом наименьших квадратов при аппроксимации углового распределения функцией $\lambda^{-2}d\sigma/d\Omega = A + B\cos\theta + C\cos^2\theta$, × —данные настоящей работы, ● — данные работ других авторов

Линейная зависимость α_3, проявляющаяся при S–P–D-анализе, заслуживает внимания. Известно, что фазовые сдвиги будут пропорциональны η^{2l+1} при условии, что радиус r_0 мезон-нуклонного взаимодействия меньше длины волны λ мезона в системе центра масс. Следовательно, линейная или почти линейная зависимость α_3 вплоть до энергии 307 МэВ указывает на то, что r_0 не может значительно превышать $\lambda_{307\text{ МэВ}} = 6{,}5\cdot10^{-14}$ см. Таким образом независимо от того, достаточно или нет только S- и P-волн для описания рассеяния, из наших измерений следует, что радиус мезон-нуклонного взаимодействия $r_0 \sim 7\cdot10^{-14}$ см.

Строго говоря, здесь r_0 — радиус взаимодействия мезона с нуклоном в *S*-состоянии с изотопическим спином 3/2. Однако естественно связать эту величину с «размерами» протона, если учесть результаты опытов по рассеянию электронов и протонов на протонах [9].

В. Фазовый сдвиг α_{31}. «Оптимальные» фазовые сдвиги α_{31}, полученные ранее рядом авторов, а также полученные в настоящей работе, при энергиях до 220 МэВ крайне хаотичны, так что даже знак этой фазы трудно определить однозначно. Однако в области более высоких энергий фаза α_{31} ведет себя регулярно. Из данных, полученных в настоящей работе, можно сделать определенный вывод, что фаза α_{31} отрицательна и, по-видимому, меньше 10° вплоть до 310 МэВ. Это

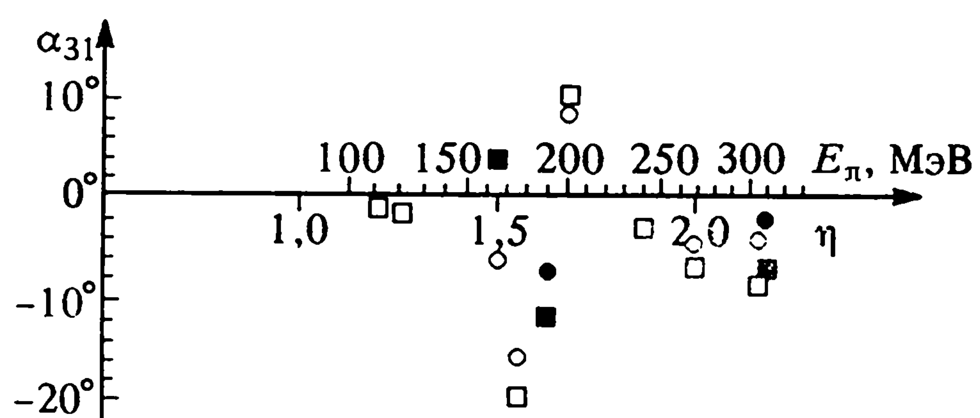


Рис.4. Фазовый сдвиг α_{31} при разных энергиях мезонов: □ — *S–P*-анализ данных настоящей работы; ○ — *S–P–D*-анализ данных настоящей работы; ■ — *S–P*-анализ данных других работ; ● — *S–P–D*-анализ данных других работ

иллюстрирует рис.4, где квадратиками обозначены «оптимальные» величины фазы α_{31}, полученные при анализе данных с учетом *S*- и *P*-волн, а кружочками — с учетом также и *D*-волн. Из рисунка видно, что α_{31} систематически уменьшается, когда данные выражаются через пять фазовых сдвигов.

Г. Фазовый сдвиг α_{33}. На рис.5 представлены «оптимальные» значения фазы α_{33}, полученные рядом авторов (см., например, сноску[5] в работе [2]). Кружочками изображены «оптимальные» значения α_{33}, найденные в настоящей работе при анализе данных с учетом *D*-волн. Следует отметить, что при учете только *S*- и *P*-волн фазовые сдвиги α_{33} незначительно отличаются от представленных на рисунке. Данные при энергии свыше 240 МэВ невозможно представить в виде прямой линии на диаграмме типа Чу и Лоу [10]. Теоретическое значение этого факта нам не ясно.

Как и следовало ожидать, при больших энергиях величины α_{33}, данные на рис.5, определенно превышают значения, которые можно получить из данных о полных сечениях (см. рис.17 работы [2], а также работу Линденбаума и Юана [11]), если учесть, что взаимодействие целиком обусловлено состоянием $P_{3/2}$.

Ввиду того, что величина α_{33} вблизи «резонанса» определяется с плохой точностью, нами была сделана попытка получить аналитическую зависимость этой фазы таким образом, чтобы при малых энергиях сохранялась зависимость

$\alpha_{33} = 0{,}235\eta^3$ [7], а при больших энергиях удовлетворялись данные настоящей работы. Была выбрана зависимость [12] вида $\eta^3 \operatorname{ctg} \alpha_{33} = 4{,}3 + 0{,}6\eta^2 - 0{,}8\eta^4$, которая представлена на рис.5 сплошной кривой. Естественно, что полученная таким образом зависимость может и не отражать поведение α_{33} в области «резонанса». Поведение α_{33} в этой области энергий обсуждается ниже.

По данным Линденбаума и Юана [11], максимум $\sigma_t(\pi^+, p)$ находится при энергии около 175 МэВ, в то время как из полученных нами данных (см. рис.17 работы [2]) этот максимум находится примерно при энергии 185 МэВ. Принимая во внимание ошибки наших измерений и измерений в работе [11], нельзя утверждать, что в экспериментальных результатах имеется определенное расхождение. Однако утверждение Линденбаума и Юана о том, что α_{33} может пройти через 90° при такой низкой энергии, как 175 МэВ, по нашему мнению, можно отвергнуть на основании поведения коэффициента B. Если ограничиться только S- и P-волнами, то, как известно,

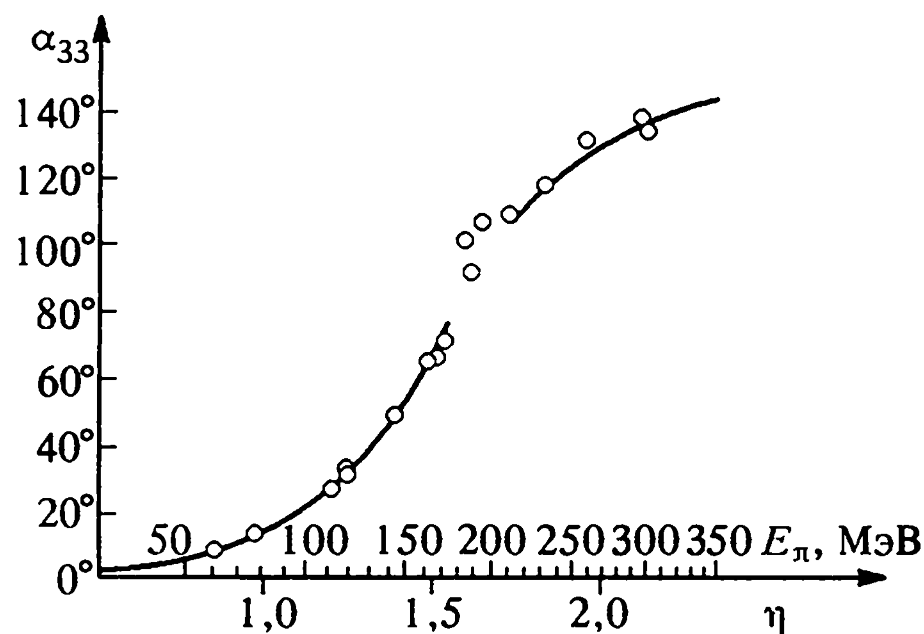


Рис.5. Зависимость фазового сдвига α_{33} от энергии π-мезонов: ○ — данные настоящей работы; ● — данные других работ. Сплошная кривая — зависимость $\eta^3 \operatorname{ctg} \alpha_{33} = 4{,}3 + 0{,}6\eta^2 - 0{,}8\eta^4$

$$B = 2 \sin \alpha_3 [2 \sin \alpha_{33} \cos (\alpha_{33} - \alpha_3) + \sin \alpha_{31} \cos (\alpha_{31} - \alpha_3)].$$

Учитывая, что в области энергий, близких к «резонансной», α_3 примерно равна −10°, а α_{31} близка к нулю и отрицательна, можно утверждать, что величина α_{33} не превышает 80°, когда $B = 0$. На рис.3 видно, что B не может быть равен нулю при энергии меньше 176 МэВ, отсюда следует, что вряд ли «резонансная» энергия может быть значительно меньше 190 МэВ. Этот вывод подтверждает анализ Бете и др. [13].

3. Причинность

На основании работы Гольдбергера, Миазавы и Оеме [14] о применении следствий принципа причинности к мезон-нуклонному рассеянию Андерсон и др. [5], а также Штернгеймер [15] получили энергетическую зависимость действительной части амплитуды рассеяния под 0° из совокупности данных о полных сечениях рассеяния мезонов протонами. Полученная таким образом действительная часть амплитуды рассеяния под 0° сравнивалась Андерсоном, Дэвидоном и

Крузе с ее выражением через фазовые сдвиги до энергии 220 МэВ. Новые данные, полученные в настоящей работе, позволили продолжить это сравнение до энергии 310 МэВ, причем использовались как величины фазовых сдвигов, полученные при *S–P*-анализе, так и величины фазовых сдвигов, полученные при *S–P–D*-анализе.

Если обозначить через $D_+(\eta)$ действительную часть амплитуды рассеяния вперед и через λ и $\lambda_{\text{ц.м.}}$ соответственно длины волн мезона в лабораторной системе и в системе центра масс, то

$$\frac{2\lambda}{\lambda^2_{\text{ц.м.}}} D_+(\eta) = \sin 2\alpha_3 + \sin 2\alpha_{31} + 2(\sin 2\alpha_{33} + \sin 2\delta_{33}) + 3 \sin 2\delta_{35}.$$

На рис.6 представлены результаты анализа данных, полученных в настоящей работе, а также результаты анализа некоторых данных о π^+–*p*-рассеянии других авторов (ссылки [2—5] и [7] в работе [2]).

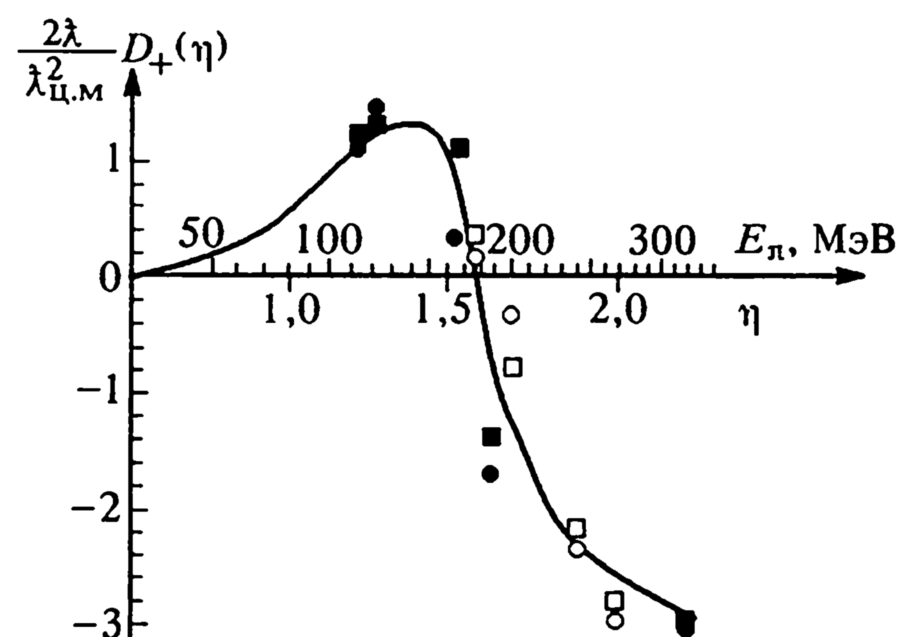


Рис.6. Сравнение величины $(2\lambda/\lambda^2_{\text{ц.м.}})\, D_+(\eta)$, рассчитанной на основании условий причинности, с величинами: $\sin 2\alpha_3 + \sin 2\alpha_{31} + 2(\sin 2\alpha_{33} + \sin 2\delta_{33}) + 3 \sin 2\delta_{35}$ (○ — настоящая работа, ● — другие работы), $\sin 2\alpha_3 + \sin 2\alpha_{31} + 2 \sin 2\alpha_{33}$ (□ — настоящая работа, ■ — другие работы)

Из рисунка видно, что согласие рассчитанной на основании принципа причинности действительной части амплитуды рассеяния вперед с данными, полученными из угловых распределений при π^+–*p*-рассеянии, продолжает оставаться очень хорошим вплоть до энергии мезонов 310 МэВ. На вопрос о том, лучше или хуже согласуются результаты *S–P*- и *S–P–D*-анализов с расчетной кривой, ответить нельзя. Это можно было ожидать, потому что основные черты изображенной на рисунке сплошной кривой даже при энергиях порядка 300 МэВ обусловлены в конечном счете фазовым сдвигом α_{33}, который практически одинаков как при *S–P*-, так и при *S–P–D*-анализе данных.

Заключение

Ниже кратко резюмируется содержание предыдущей [2] и настоящей работ.

1. Угловые распределения рассеяния π^+-мезонов на водороде, измеренные методом сцинтилляционных счетчиков при энергиях 176, 200, 240, 270 и 307 МэВ, приводятся в рис.12—16 работы [2].

2. Энергетическая зависимость полного сечения $\sigma_t(\pi^+, p)$ представлена на рис.17 работы [2].

3. При помощи быстродействующей счетной машины проделан фазовый анализ данных как при предположении, что процесс рассеяния описывается только *S*- и *P*-волнами (*S–P*-анализ, табл.1), так и при предположении, что в рассеянии участвуют *S*-, *P*- и *D*-волны (*S–P–D*-анализ, табл.3, рис.1—5). Среди возможных решений рассматривалась только группа фаз, в которой α_3 отрицательна и α_{33} проходит через 90° в области энергий 170—200 МэВ.

4. Фазовые сдвиги α_{33} представлены на рис.5. Они практически одинаковы при *S–P*- и *S–P–D*-анализе. Приводятся аргументы в пользу того, что α_{33} проходит через 90° при энергии больше 176 МэВ.

5. Полученные величины α_3 при энергиях 240, 270 и 307 МэВ невозможно совместить с уравнением Ореара $\alpha_3 = -0{,}11\eta$, которое хорошо аппроксимирует данные при малых энергиях, если описывать данные только через три фазовых сдвига *S*- и *P*-волн α_3, α_{31} и α_{33}.

6. Нет прямого указания на необходимость *S–P–D*-анализа для описания данных, если не считать измерений, выполненных при энергии 307 МэВ, которые только с трудом можно аппроксимировать функцией типа $a + b\cos\theta + c\cos^2\theta$.

7. «Оптимальные» значения фазы α_{31}, которые, как известно, до энергий 200 МэВ хаотичны, становятся регулярными при более высоких энергиях мезонов (см. рис.4). Можно утверждать, что α_{31} отрицательна и, по-видимому, меньше 10° вплоть до 310 МэВ. Фаза α_{31} определенно уменьшается, когда данные выражаются через пять фазовых сдвигов.

8. «Оптимальные» фазовые сдвиги *D*-волн δ_{33} и δ_{35} соответственно положительны и отрицательны. Фазы представлены на рис.1, где можно видеть тенденцию их к росту с увеличением энергии.

9. При *S–P–D*-анализе значения *S*-фазы α_3 значительно уменьшаются по сравнению с ее величинами, полученными при *S–P*-анализе (см. рис.2). Если учесть возможный вклад *D*-волн, α_3 зависит от мезонного импульса линейно или почти линейно вплоть до 310 МэВ, согласно с определенным при малых энергиях уравнением $\alpha_3 = -0{,}11\eta$.

10. Во всяком случае, независимо от того, достаточно или нет только *S*- и *P*-волн для описания рассеяния, из пунктов 5 и 9 следует, что радиус мезон-нуклонного взаимодействия $r_0 \sim 7\cdot 10^{-14}$ см.

11. Действительная часть амплитуды рассеяния вперед, получаемая из условий причинности, хорошо согласуется с ее выражением через фазовые сдвиги вплоть до 310 МэВ.

Авторам приятно поблагодарить И.Е.Тамма и Л.Д.Ландау за ценные советы, Л.И.Лапидуса за многочисленные обсуждения, а также И.В.Попову и Г.Н.Тентюкову за большую помощь в проведении вычислений.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июня 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Anderson H.L., Fermi E., Martin R., Nagle D.E.* // Phys. Rev., 1953, vol.91, p.155.
2. *Мухин А.И., Озеров Е.Б., Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1956, т.9, с.371.
3. *Ashkin J., Vosko S.H.* // Phys. Rev., 1953, vol.91, p.1248.
4. *Мухин А.И., Понтекорво Б., Попова И.В., Тентюкова Г.Н.* // Доклад на Всесоюз. конф. по физике частиц высоких энергий, 14—22 мая 1956 г.
5. *Anderson H.L., Davidon W.C., Kruse U.E.* // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.339.
6. *Григорьев Е.Л., Митин Н.А.* // Отчет ИЯП АН СССР, 1955 г.; доклад на Всесоюз. конф. по физике частиц высоких энергий, 14—22 мая 1956 г.
7. *Orear J.* // Phys. Rev., 1954, vol.96, p.176; 1955, vol.100, p.288.
8. *Orear J.* // Phys. Rev., 1955, vol.98, p.1155A.
9. *См., например, Смородинский Я.* // УФН, 1955, т.56, с.425.
10. *Chew G.F., Low F.E.* // Proc. of the 5th Rochester Conf. N.Y.: Interscience Publishers, Inc., 1955.
11. *Lindenbaum S.J., Yuan L.C.L.* // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.306.
12. *Brueckner K.* // Phys. Rev., 1952, vol.87, p.1026.
13. *De Hoffmann F., Metropolis N., Alei E.F., Bethe H.A.* // Phys. Rev., 1954, vol.95, p.1586.
14. *Goldberger M.L., Miyazawa H., Oehme R.* // Phys. Rev., 1955, vol.99, p.986.
15. *Sternheimer R.M.* // Phys. Rev., 1956, vol.101, p.384.

1957

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О МЕДЛЕННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ*

Совместно с Л.Б.Окунем

Как известно, существует два типа медленных процессов:
а) лептонные

$$n \to e + \bar{\nu} + p, \quad \mu \to e + \nu + \bar{\nu}, \quad \mu + p \to n + \nu, \quad \pi \to \mu + \nu,$$

$$K \to \mu + \nu, \quad K \to \mu + \nu + \pi, \quad K \to e + \nu + \pi,$$

б) нелептонные:

$$K \to 2\pi, \quad K \to 3\pi, \quad \Lambda(\Sigma) \to N + \pi, \quad \Xi \to \Lambda + \pi.$$

Константы взаимодействий, ответственных за эти процессы в единицах $h = \mu = c = 1$ (где μ — масса π-мезона) имеют величину одного порядка $G^2 = 10^{-14}$—10^{-12}. Это наводит на мысль, что в основе всех этих процессов лежит один и тот же механизм (например, универсальное ферми-взаимодействие [1]). Эта мысль подтверждается и тем фактом, что во всех** этих процессах не сохраняется четность [2]. В лептонных процессах а) несохранение четности может быть интерпретировано как следствие продольности нейтрино [3]. Представляется привлекательным, чтобы это свойство нейтрино объясняло также несохранение четности и в других медленных процессах б), в которых нейтрино не испускается. Так как процессы а) и б) имеют сравнимые вероятности, то естественно предположить, что все они являются процессами второго порядка по нейтринным взаимодействиям. При этом процессы первого порядка будут представлять собой взаимодействия с участием нейтрино и бариона X с массой, большей массы гиперонов. Константа такого первичного взаимодействия g^2 должна быть порядка 10^{-6}—10^{-7} в единицах $h = \mu = c = 1$ ($g^2 = G$). Время жизни X-бариона по отношению к распадам на два лептона и барион должно быть при этом порядка 10^{-17} с, а сечение образования его при столкновениях, например, энергичных электронов с нуклонами должно составлять примерно 10^{-34} см^2.

Разумеется, можно представить себе и другие схемы, описывающие универсальное несохранение четности в медленных процессах.

*ЖЭТФ, 1957, т.32, вып.6, с.1587—1588.

**Несохранение четности в распадах гиперонов, хотя и не доказанное пока экспериментально, почти однозначно следует из установленного несохранения четности в распадах K-мезонов.

Тесная связь между процессами а) и б), с одной стороны, и безуспешность попыток распространить понятие изотопического спина T и странности S на лептоны, с другой стороны, делают весьма желательным анализ применимости этих понятий также и к медленным процессам типа б). Мы имеем здесь в виду правила отбора $|\Delta T| = 1/2$ и $|\Delta S| = 1$ для медленных нелептонных процессов, рассмотренные в ряде работ [4]. Действительно, все хорошо изученные процессы типа б) характеризуются изменением $|\Delta S| = 1$. Однако в любом из этих процессов (кроме распада Ξ-гиперона) происходит распад частицы со странностью $S = 1$ на частицы с $S = 0$, и не видно, как изменение странности могло бы отличаться от 1. Заметим кстати, что и для введенных Гелл-Манном и Пайсом [5] K_1^0- и K_2^0-мезонов понятие странности не является определенным. Таким образом, в пользу правила $|\Delta S| = 1$ остается только один аргумент, основанный на том, что Ξ-гиперон, странность которого в схеме Гелл-Манна равна -2, не распадается на $n + \pi^-$, а распадается на $\Lambda^0 + \pi^-$ [6]. Однако с экспериментальной точки зрения Ξ-гиперон определялся именно как частица, распадающаяся на $\Lambda^0 + \pi^-$. Распад же $\Xi^- \to n + \pi^-$, с учетом того, что число наблюденных Ξ-гиперонов мало, мог быть и не идентифицирован.

В связи со сказанным выше имеет смысл рассмотреть некоторые следствия, к которым можно придти, если предположить, что медленные процессы с $|\Delta S| = 1$ и $|\Delta S| > 1$ могут иметь сравнимые вероятности.

1. Если существуют K-фрагменты — ядерные осколки, содержащие K-мезон, то для них в соответствии с правилом $|\Delta S| = 1$ возможны только так называемые мезонные и немезонные распады [7]. Однако при предположении, что процессы с $|\Delta S| = 2$ имеют вероятность, сравнимую с вероятностью других медленных процессов, становится возможным распад K-фрагмента с испусканием гиперона. В этом случае можно было бы ожидать и явление «каскадных фрагментов», когда K-фрагмент при распаде испускает обычный Λ-фрагмент. Наблюдение даже одного случая испускания гиперона из фрагмента или одного случая явления «каскадных фрагментов» отвергло бы правило $|\Delta S| = 1$.

2. Рассмотрим эффект Гелл-Манна—Пайса—Піччиони [5,8]. Уравнения, описывающие K^0- и $\tilde{K}^0$-мезоны в вакууме, имеют вид

$$- i\partial\psi(K^0)/\partial t = m_0\psi(K^0) + H\psi(\tilde{K}^0),$$

$$- i\partial\psi(\tilde{K}^0)/\partial t = m_0\psi(\tilde{K}^0) + H\psi(K^0),$$

где $\psi(K^0)$ и $\psi(\tilde{K}^0)$ — волновые функции, а m_0 — масса K^0- и $\tilde{K}^0$-частиц, H — матричный элемент перехода $K^0 \to \tilde{K}^0$. Массы симметричной комбинации K_1^0 и антисимметричной комбинации K_2^0 равны $m_0 + H$ и $m_0 - H$ соответственно. Обычно предполагается [5,9], что превращение $K^0 \to \tilde{K}^0$ обусловлено процессами типа

$$K^0 \xrightarrow{|\Delta S|=1} \pi + \pi \xrightarrow{|\Delta S|=1} \tilde{K}^0,$$

т.е. двумя последовательными переходами, в каждом из которых $|\Delta S| = 1$. Это приводит к тому, что разность масс K_1^0 и K_2^0 $\Delta m = 2H$ оказывается $\sim G^2 m_\pi \sim 10^{-11} m_e$. При этом время перехода $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ равно $T = 2\pi h/\Delta m \sim 10^{-10}$ с и сравнимо с временем жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов ($\tau_1 \sim 10^{-10}$ с и $\tau_2 \geq 3 \cdot 10^{-9}$ с) [10].

Если предположить, что переход $K^0 \to \tilde{K}^0$ может быть обусловлен взаимодействием с $|\Delta S| = 2$, например, согласно схеме

$$K_0 \xrightarrow{|\Delta S|=0} \text{антигиперон} + \text{нуклон} \xrightarrow{|\Delta S|=2} \text{гиперон} + \text{антинуклон} \xrightarrow{|\Delta S|=0} \tilde{K}^0,$$

то матричный элемент H будет пропорционален G, а не G^2. При этом разность масс K_1^0- и K_2^0-мезонов $\Delta m'$ оказывается $\sim G m_\pi \sim 10^{-5} m_e$. Соответственно, превращение $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ в вакууме будет осуществляться с характеристическим временем перехода $T' = 2\pi h/\Delta m' \sim 10^{-16}$ с , которое значительно меньше времени жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов.

Расстояние R от источника K^0-частиц, при котором числа K^0- и $\tilde{K}^0$-частиц становятся сравнимы, будет уже измеряться не сантиметрами, а 10^{-6} см. Малость расстояния R может приводить к кажущимся событиям нарушения сохранения странности в процессах образования странных частиц. Образование K^--мезонов при энергии меньшей порога образования пар K-мезонов (переходы в вакууме $K^0 \to \tilde{K}^0$ и в веществе $\tilde{K}^0 \to K^-$) было обсуждено в работе [10], где предполагалось, что время перехода $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ близко к τ_1. Точные измерения механизма образования K^--мезонов в тонких мишенях при соударении с ядрами нуклонов или π-мезонов с энергиями меньше порога образования пар K-мезонов могут решить вопрос о времени перехода $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$. Это, однако, представляет значительные трудности, связанные с тем, что ядерный пробег даже в плотных веществах не только много больше cT', но также больше cT.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
26 марта 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246;
Puppi G. // Nuovo Cim., 1949, vol.6, p.3;
Tiomno J., Wheeler J. // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.153;
Costa G., Dallaporta N. // Nuovo Cim., 1955, vol.2, p.519;
Gell-Mann M. // Proc. of the 6th Rochester Conf., 1956.

2. *Lee T., Yang C.* // Phys. Rev., 1956, vol.104, p.254;
Wu C. et al. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1413;
Lederman L. et al. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1415.
3. *Ландау Л.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.405;
Lee T., Yang C. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.4;
Salam A. // Phys. Rev. (в печати).
4. *Gell-Mann M.* // Int. Conf., Pisa, 1955;
Gatto R. // Nuovo Cim., 1956, vol.3, p.318;
Окунь Л. // ЖЭТФ, 1956, т.31, с.333;
Wentzel G. // Phys. Rev., 1956, vol.101, p.1215.
5. *Gell-Mann M., Pais A.* // Phys. Rev., 1955, vol.97, p.1387.
6. *Anderson C. et al.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.1089;
Cowan E. // Phys. Rev., 1954, vol.94, p.161;
Fretter W., Friesen E. // Phys. Rev., 1954, vol.96, p.853;
Arnold W. et al. // Phys. Rev., 1955, vol.98, p.838;
Gell-Mann M. // Int. Conf., Pisa, 1955.
7. *Pais A., Serber R.* // Phys. Rev., 1955, vol.99, p.1551.
8. *Pais A., Piccioni O.* // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.1487.
9. *Зельдович Я.* // ЖЭТФ, 1956, т.30, с.1168.
10. *Lande K., Both E., Impeduglia J., Lederman L.* // Phys. Rev., 1956, vol.103, p.1901.
11. *Даныш М., Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.398.

МЕЗОНИЙ И АНТИМЕЗОНИЙ*

Гелл-Манн и Пайс [1] впервые указали на интересное следствие, вытекающее из того факта, что K^0 и $\tilde{K}^0$ не являются тождественными частицами [2]. Возможность превращения $K^0 \to \tilde{K}^0$, вызываемого слабыми взаимодействиями, приводит к тому, что нейтральные K-мезоны необходимо рассматривать как смесь частиц K_1^0 и K_2^0, имеющих разную комбинированную четность [3]. В настоящей заметке обсуждается вопрос, существуют ли иные «смешанные» нейтральные частицы (не обязательно «элементарные»), кроме K^0-мезонов, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица $\to$ античастица не являются строго запрещенными.

Законы сохранения числа барионов и числа легких фермионов (как говорят, законы сохранения ядерного [4] и нейтринного [5] зарядов) сильно ограничивают число возможных смешанных нейтральных систем. Из-за первого закона смешанные частицы не могут существовать среди барионов (например, нейтрон, атом водорода...), а из-за второго закона такие частицы не могут существовать среди систем легких частиц только с одним фермионом (например, нейтрино, системы π^+e^- и π^-e^+...).

Из этого следует, по-видимому, что единственной представляющей интерес смешанной частицей, кроме K^0-мезона, который может существовать среди уже хорошо известных нам систем, является мезоний, определенный как связанная система (μ^+e^-). Антимезоний, т.е. система (μ^-e^+), явно отличается от мезония, при этом переходы мезоний $\to$ антимезоний не только не запрещаются никаким из известных законов, но, более того, они должны иметь место в силу известных нам взаимодействий.

Действительно, переходы

$$(\mu^+e^-) \to (\nu + \tilde{\nu}) \to (\mu^-e^+) \qquad (1)$$

вызваны тем же взаимодействием, которое отвечает за распад μ-мезонов. Между тем, вероятность $1/\theta$ реальных процессов распада

$$(\mu^+e^-) \to \nu + \tilde{\nu} + 106{,}1 \text{ МэВ}, \qquad (2)$$

которую легко оценить при учете размеров мезония, оказывается равной 10^{-4} с$^{-1}$, т.е. примерно в 10^{10} раз меньше вероятности распада $1/\tau$ обычного μ-мезона. По этой причине практически нельзя наблюдать связанное с этим процессом нетривиальное отсутствие трека электрона при остановке μ^+-мезона.

Что же касается превращения (1) мезония в антимезоний, его характеристическое время $h/c^2\Delta m$ определяется [1,6] разницей масс Δm между симметричной и антисимметричной по мезонию и антимезонию системами. Величина Δm про-

*ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.2, с.549—551.

порциональна первой степени матричного элемента превращения мезоний $\to$ антимезоний, и поэтому она пропорциональна квадрату постоянной связи, когда такое превращение обусловлено двумя последовательными переходами, как в (1). Таким образом, время превращения (1) оказывается того же порядка величины, как и θ, т.е. приблизительно в 10^{10} раз больше, чем время жизни μ-мезона ($\tau = 2\cdot 10^{-6}$ с), которое фактически определяет и скорость распада мезония.

Если допустить, однако, что превращение мезоний $\to$ антимезоний обусловлено *прямым* взаимодействием $(\mu^+e^-)(\mu^-e^+)$, то время T, характеризующее это превращение, оказывается значительно меньше, чем θ. Действительно, в этом случае разница масс $\Delta m'$ между симметричной и антисимметричной системами ($\Delta m' \approx 2M/c^2$, где M — матричный элемент перехода), пропорциональна первой степени постоянной связи g. Следовательно, имеем*

$$T \sim h/c^2\Delta m' \sim h/(2g/\pi r^3),$$

где r — радиус мезония. Если предположить, что прямое взаимодействие $(\mu^+e^-)(\mu^-e^+)$ имеет интенсивность, сравнимую со всеми слабыми взаимодействиями, то $g \sim 3\cdot 10^{-49}$ эрг $\cdot$ см^3, а $T \sim 5\cdot 10^{-4}$ с, т.е. только в 300 раз больше, чем τ. При этих обстоятельствах превращение мезоний $\to$ антимезоний представляется на первый взгляд наблюдаемым без особенных трудностей, например, обнаружением «быстрого» отрицательного электрона при остановке μ^+-мезона ($(\mu^+e^-) \to (\mu^-e^+) \to e^-_{\text{быст}} + \nu + \tilde{\nu} + e^+$). Но, к сожалению, переход мезония в антимезоний в веществе невозможен из-за электрической асимметрии нуклонов, приводящей к тому, что массы мезония и антимезония в этих условиях уже не равны. Кроме того, необходимо заметить, что вероятность испускания быстрого отрицательного электрона мезонием (в вакууме) определяется не величиной τ/T, а $(\tau/T)^2$. Действительно, если $\varepsilon_{\mu^+}(t)$ и $\varepsilon_{\mu^-}(t)$ — вероятности того, что в вакууме найдется соответственно мезоний или антимезоний в момент времени t, когда во время $t = 0$ имеется один «атом» мезония, то

$$\varepsilon_{\mu^+}(t) \sim \frac{1}{2}\, e^{-t/\tau}\left(1 + \cos\frac{t}{T}\right),$$

$$\varepsilon_{\mu^-}(t) \sim \frac{1}{2}\, e^{-t/T}\left(1 - \cos\frac{t}{T}\right),$$

где времена жизни симметричной и антисимметричной систем предполагаются одинаковыми и равными жизни μ-мезона. При таких начальных условиях вероятности того, что в процессе распада в вакууме испускается быстрый положительный или отрицательный электрон, оказываются:

*Аналогичные случаи превращения $K^0 \sim \tilde{K}^0$ первого порядка по слабым взаимодействиям подробно рассматриваются в работе [7].

$$P(e^+) \sim \int_0^\infty \varepsilon_{\mu^+}(t)\,\frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2}\left(1 + \frac{T^2}{T^2+\tau^2}\right) \sim 1,$$

$$P(e^-) \sim \int_0^\infty \varepsilon_{\mu^-}(t)\,\frac{dt}{\tau} \sim \frac{1}{2}\left(1 - \frac{T^2}{T^2+\tau^2}\right) \sim \frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{T}\right)^2.$$

Если бы в природе имелись не ядерно-активные заряженные частицы с большим периодом распада, то эффект, аналогичный обсуждаемому здесь, мог бы быть наблюдаем. Время жизни частиц с массой около $500m_e$, обнаруженных Алиханяном и др. [8], пока не определено, известно только, что оно $\gg 5\cdot 10^{-9}$ с.

Выше предполагалось, что имеет место закон сохранения нейтринного заряда, означающий, что нейтрино при рассеянии не может превращаться в любом приближении в антинейтрино. Этот закон еще не установлен: пока, по-видимому, установлено только, что нейтрино и антинейтрино не являются тождественными частицами [9]. Если теория двухкомпонентного нейтрино [10] оказалась бы несправедливой (что в настоящее время является маловероятным) и если бы не имел места закон сохранения нейтринного заряда, то в принципе переходы нейтрино $\to$ антинейтрино в вакууме возможны. Даже в этом случае, равно как в случае, когда предполагается, что каждому миру соответствует антимир, число нейтрино и антинейтрино во Вселенной должно было бы быть одинаковым.

Автор благодарен Я.Б.Зельдовичу, Л.Б.Окуню и И.Г.Ивантеру за критические замечания и интересные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
23 мая 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gell-Mann M., Pais A.* // Phys. Rev., 1955, vol.97, p.1387;
Pais A., Piccioni O. // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.1487.
2. *Баландин М., Балашов Б., Жуков В., Понтекорво Б., Селиванов Г.* // ЖЭТФ, 1955, т.29, с.265.
3. *Ландау Л.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.405.
4. *Зельдович Я.* // ДАН, 1952, т.86, с.505.
5. *Зельдович Я.* // ДАН, 1953, т.91, с.1317;
Konopinski E., Mahmoud H. // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.1045.
6. *Зельдович Я.* // ЖЭТФ, 1956, т.30, с.1168.
7. *Окунь Л.Б., Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.1587.
8. *Алиханян А., Шостакович Н., Дадаян А., Федоров В., Дерягин Б.* // ЖЭТФ, 1956, т.31.
9. *Davis R.* // Bull. Am. Phys. Soc., Washington meeting, 1956;
Awschalom M. // Phys. Rev., 1956, vol.101, p.1041.
10. *Ландау Л.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.407;
Lee T., Yang C. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1671.

INVERSE β PROCESSES AND NONCONSERVATION OF LEPTON CHARGE*

Not long ago the question was raised [1] as to whether there exist neutral particle mixtures, other than K^0 mesons [2], that is particles for which the transition particle → antiparticle is not strictly forbidden, although the particle at issue is an entity distinct from the corresponding antiparticle. It was noted that neutrino may be such a particle mixture and consequently that there is a possibility of real transitions neutrino → antineutrino in vacuum, provided that the lepton (neutrino) charge [3] is not conserved. In the present note we consider in more detail this possibility, which became of some interest in connection with new investigations of inverse β processes.

Recently there came to our attention a paper by Davis [4], who investigated the production of ^{37}Al from ^{37}Cl under bombardment of neutral leptons emitted by a powerful reactor. Davis' result — a measurable probability of the investigated process — if it is confirmed, definitely indicates that neutrino charge is not strictly conserved. Below it is assumed that:

a) the neutrino (ν) and antineutrino ($\tilde{\nu}$) emitted in the processes

$$p \to n + \beta^+ + \nu, \quad n \to p + \beta^- + \tilde{\nu} \tag{1}$$

are not identical particles;

b) the neutrino charge is not strictly conserved, from which it follows that processes

$$p \to n + \beta^+ + \tilde{\nu}, \quad n \to p + \beta^- + \nu$$

are possible, although by definition they are less probable than processes (1).

The physical reason of the distinguishability of neutrino and antineutrino is not discussed here; it could be connected with the nonstrict conservation law for some kind of quantum number (neutrino charge?) in analogy with K^0 and $\tilde{K}^0$ mesons, the distinction between which is connected with the nonstrict conservation law for strangeness [2].

It follows from a) and b) that neutrinos in vacuum can transform themselves into antineutrino and vice versa. This means that neutrino and antineutrino are particle mixtures, i.e., symmetrical and antisymmetrical combination of two truly neutral Majorana particles ν_1 and ν_2 having different combined parity [5].

The possibility discussed above does not simplify β-decay theory and, moreover, is not likely to be true. Nevertheless, we have mentioned it because it has some consequences which, in principle, can be tested experimentally. So, for example, a beam of neutral leptons from a reactor which at first consists mainly of antineutrinos will change its composition and at a certain distance R from the reactor will be composed of neutrino and antineutrino in equal quantities. Provided $R \leq 1$ m (the

*JINR Prepnnt P-95, Dubna, 1957.

plausibility of this is discussed below) experiments with neutrinos reminding the experiments with K^0 mesons planned by Pais and Piccioni [2] become possible. Thus, if $R \leq 1$ m, the cross section for the production of a neutron and a positron in hydrogen by neutral leptons from a reactor (experiment of Reines and Cowan [6]) must be smaller than that expected on the bases of simple thermodynamical considerations. This is due to the fact that the neutral lepton beam which at the source is capable of inducing the reaction with a definite probability, changes its composition on the way from the reactor to the detector. On the other hand, it is difficult to anticipate the effect of real antineutrino → neutrino transitions in the Davis' experiment [4], since in this case one deals with a nonstrictly inverse β process, and there may be such unknown factors as the polarization and the energy dependence of the polarization of neutral leptons from the reactor as well as from the decay $^{37}Ar \to {}^{37}Cl$. Consequently it is impossible to conclude a priori — as it would be in the case of parity conservation — that the antineutrino beam, which at first is essentially uncapable of inducing the reaction in question, transforms itself into a beam in which a definite fraction of particles can induce such reaction. However, it cannot be excluded that the aparent contradiction between the small probability of double β decay processes [7] and the relatively high probability of ^{37}Ar production in Davis' experiment [4] is partly connected with a change in the composition of the neutral lepton beam on the way from the reactor to the detector in the last experiment.

The upper limit of R which can give observable effects in the experiment of Cowan and Reines [6] is of the order of a meter, which corresponds to a time for the transformation neutrino → antineutrino $T \leq 10^{-8}$ sec. If one takes into account that the neutrino energy — as pointed out by I. Pomeranchuk — is always larger by several orders of magnitude than $m_\nu c^2$ (m_ν is the neutrino rest mass) and that, consequently, in the laboratory system there is a considerable relativistic increase of the transformation time, then the question arises as to whether the condition $T \leq 10^{-8}$ sec is plausible at all even if assumptions a) and b) are true. The time T is connected with the mass difference Δm of particles ν_1 and ν_2, Δm is proportional to the first power of the matrix element H of the transition $\nu \rightleftarrows \tilde{\nu}$, about which, unfortunately, it is impossible to say anything definite, unless a more concrete assumption on β decay processes is done: for example, Preston [8], assumed that the scalar term in the interaction is responsible for neutrino emission; and the tensor term, for antineutrino emission, the corresponding coupling constants being different but of comparable values. In such a case the $\nu \to \tilde{\nu}$ transformation is due to two virtual transitions, everyone of which is characterized by a coupling constant of the same order as the constant G of all weak interaction ($G \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ in units $h = c = \mu = 1$, where μ is the pion mass). Consequently, H will be proportional to G^2, and Δm turn out to be about 10^{-11} eV. The time T is [9] about $10^{-10} \times \frac{\text{neutrino energy}}{m_\nu c^2}$ sec, which is considerably greater than 10^{-8} sec.

Nevertheless, there might exist a direct interaction (of the first order in G) responsible for the neutrino → antineutrino transformation

$$\nu \rightarrow (\tilde{\nu} + N + \tilde{N}) \rightarrow \tilde{\nu}.$$

In this case Δm is proportional to the first power of the coupling constant [9] and T turnes out to be about $10^{-16} \times \frac{\text{neutrino energy}}{m_\nu c^2}$ sec. For neutrino energies 1 MeV and taking $m_\nu = 100$ eV (experiments [10] indicate that the neutrino mass is less than 500 eV), we get $T \sim 10^{-12}$ sec.

In conclusion it is interesting to underline that, independently of the plausibility of the concrete effects which were discussed above, nonconservation of neutrino charge under the condition that neutrino and antineutrino are distinguishable entities (or, which is the same, the existence of two Majorana neutrinos with different combined particles) inevitably leads to effects of the Gell-Mann—Pais—Piccioni type [2]. Under the above assumptions, effects of transformation of neutrino into antineutrino and vice versa may be unobservable in the laboratory because of large values of R, but will certainly occur, at least, on an astronomic scale.

The author is grateful to I. Pomeranchuk and L. Okun for interesting discussions.

Joint Institute for Nuclear Research

REFERENCES

1. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549.
2. *Gell-Mann M., Pais A.* // Phys. Rev., 1955, vol.97, p.1387;
Pais A., Piccioni O. // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.1487.
3. *Zeldovich Ya.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1952, vol.86, p.505.
4. *Davis R.* An Attempt to Observe the Capture of Reactor Neutrinos in Clorine-37, in print.
5. *Landau L.* // ZhETF, 1957, vol.32, p.405.
6. *Reines F., Cowan C.* // Science, 1956, vol.124, p.100.
7. *Awschalom M.* // Phys. Rev., 1956, vol.101, p.1041;
Dobrochotov E., Lazarenko V., Lukianov S. // Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 1956, vol.110, p.966.
8. *Preston M.* // Quoted in 4, in print, GB.
9. *Okun L., Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.32, p.1957.
10. *Hanna G., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.983;
Curran S., Angus J., Cockroft A. // Phys. Rev., 1949, vol.76, p.853;
Langer L., Moffat R. // Phys. Rev., 1952, vol.88, p.689;
Hamilton D., Alford W., Cross L. // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.1521.

1958

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ В μ^+–e^+-РАСПАДЕ*

Совместно с А.И.Мухиным, Е.Б.Озеровым

При помощи системы сцинтилляционных счетчиков, сильно подавляющей регистрацию тормозного излучения, исследована энергетическая зависимость асимметрии электронов от распада поляризованных μ-мезонов в области энергий электронов свыше 20 МэВ. Найденная зависимость количественно (в пределах нескольких процентов) совпадает с зависимостью, предсказываемой теорией двухкомпонентного нейтрино. Из опытов следует, что степень поляризации μ-мезонного пучка равна 0,81 ± 0,11.

Введение

Гипотеза о несохранении четности в слабых взаимодействиях [1] естественно приводила [2] к одной возможности теории нейтрино — так называемой теории двухкомпонентного или продольного нейтрино. Привлекательность теории двухкомпонентного нейтрино заставляет искать экспериментальные доказательства, подтверждающие или отвергающие ее.

Одной из сторон, которую можно подвергнуть исследованию с этой точки зрения, является изучение под разными углами спектра электронов от распада поляризованных μ-мезонов. Необходимо, однако, сразу подчеркнуть, что такое исследование может в принципе отвергнуть теорию двухкомпонентного нейтрино, но не может дать окончательного ее подтверждения. Иными словами, четырехкомпонентная теория нейтрино может дать такую же форму спектра при соответствующем подборе констант связи [3], которая вполне определенно предсказывается двухкомпонентной теорией нейтрино, а именно

$$f(E, \theta) = 2E^2 \{(3 - 2E) + \lambda(2E - 1) \cos \theta\}. \qquad (1)$$

В написанной выше формуле через $f(E, \theta)$ обозначена функция распределения электронов по энергиям, где θ — угол между импульсом электрона и спином μ-мезона, E — отношение энергии электрона к максимально возможной энергии, а λ — параметр, зависящий от констант связи.

Несохранение четности в π–μ–e-распаде было обнаружено в классических опытах Гарвина, Ледермана и Вейнриха [4], в которых при помощи электронных

*ЖЭТФ, 1958, т.35, вып.2, с.340—347.

методов регистрации частиц было доказано, что μ-мезонные пучки, выходящие с внутренней мишени синхроциклотрона, в значительной степени поляризованы и что угловое распределение электронов в $\mu - e$-распаде имеет вид $1 + a \cos \theta$. Как следует из сказанного выше, двухкомпонентная теория нейтрино предсказывает определенную зависимость коэффициента a от энергии электрона.

Найденная в работе [4] зависимость коэффициента a от энергии оказалась менее сильной, чем этого требует формула (1). В этой работе энергия электронов оценивалась при помощи определения проникающей способности электронов через графитовый фильтр. Учитывая, что в данном опыте установка счетчиков была такова, что могло регистрироваться тормозное излучение электронов [5], мы начали опыт, в котором вероятность регистрации такого излучения сильно подавлялась благодаря выбранной установке счетчиков. Как будет показано ниже, результаты наших измерений, в которых, кроме сильного подавления регистрации тормозного излучения, было получено хорошее угловое разрешение, позволяют сделать количественную проверку формулы (1) в области энергии электронов свыше 20 МэВ.

После того как наш опыт был начат, появилась вторая работа колумбийской группы [6], в которой наблюдаемая энергетическая зависимость асимметрии электронов в $\mu - e$-распаде близка к предсказываемой формулой (1). Качественное согласие с формулой (1), т.е. увеличение асимметрии с увеличением энергии электронов, было получено также в опубликованных недавно работах, выполненных с помощью фотопластинок [7] и пузырьковой пропановой камеры [8], однако степень их точности была значительно ниже, чем может быть получена с помощью электронных методов регистрации.

Экспериментальная установка

В опыте использовался пучок положительных π-мезонов с энергией приблизительно 80 МэВ, образующихся на внутренней мишени синхроциклотрона. Проходя в рассеянном магнитном поле ускорителя, пучок анализируется по энергии и фокусируется. Перед четырехметровой бетонной стеной мезонный пучок еще раз анализируется магнитным полем и через коллиматор попадает в зал, где находится экспериментальная установка. Интенсивность этого пучка мезонов сравнительно невелика ($100 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), однако хорошая однородность по энергии позволяет отделить остановившиеся μ-мезоны от остановившихся π-мезонов и поэтому делает его значительно более подходящим для работы с μ-мезонами, чем другие, более интенсивные пучки, имеющиеся в нашей лаборатории.

Применявшаяся в опытах экспериментальная установка показана на рис.1. Непосредственно перед мониторными счетчиками *1* и *2* устанавливался бериллиевый фильтр такой толщины, которая требовалась для того, чтобы в графитовой мишени останавливались π-мезоны. Это было необходимо для градуировочных опытов. При исследовании асимметрии, когда требовалось, чтобы в графите останавливались μ-мезоны, между счетчиками *1* и *2* помещался дополнительный полиэтиленовый фильтр (CH_2) толщиной 10 см.

При измерении энергетической зависимости асимметрии электронов от $\mu - e$-распада методом поглощения в фильтрах имеются две трудности: а) спектр проходящих через фильтр электронов искажается из-за многократного рассеяния и тормозного излучения, б) регистрируются электроны, имеющие меньшую энергию, чем та, которая задается толщиной фильтра, благодаря регистрации их (относительно проникающего) тормозного излучения. Пункт а) обсуждается в следующем разделе. Что же касается пункта б), то с целью уменьшения вероятности регистрации электронов через их тормозное излучение в применявшейся нами экспериментальной установке для счета электронов распада использовался телескоп из большого числа сцинтилляционных счетчиков. Минимальный порог регистрации электронов в этом телескопе (*3, 4, 5, 6, 7* на рис.1) был, таким образом, довольно высок и, включая половину толщины графитовой мишени, эквивалентен 9,7 г/см^2 полиэтилена. Изменение порога регистрации электронов производилось при помощи полиэтиленовых фильтров, помещавшихся между счетчиками.

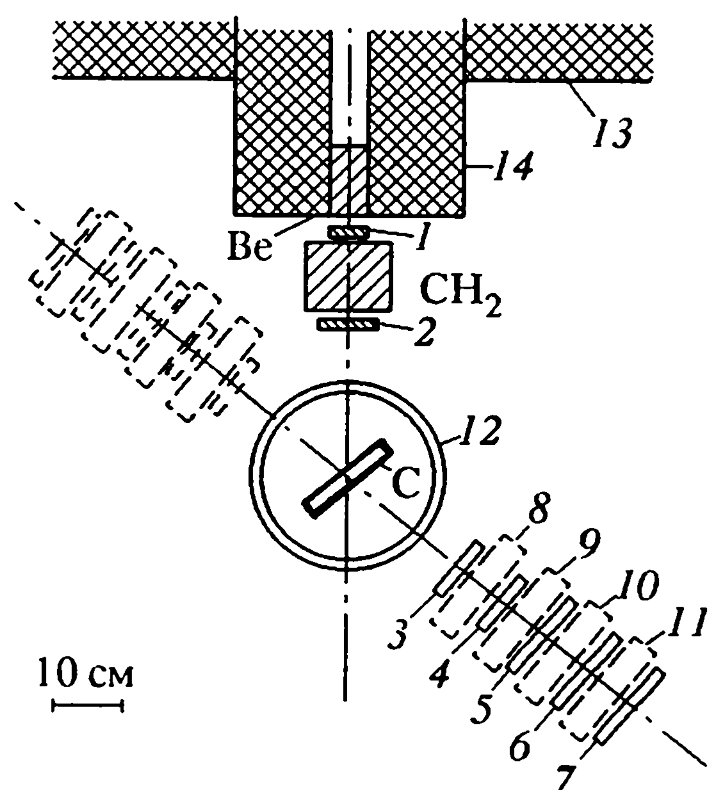


Рис.1. Экспериментальная установка: Be — бериллиевый фильтр, CH_2 — полиэтиленовый фильтр толщиной 10 см, C — графитовая мишень, *1, 2, 3, 4, 5, 6, 7* — сцинтилляционные счетчики, *8, 9, 10, 11* — полиэтиленовые фильтры, *12* — магнитная защита, *13* — защитная стена, *14* — коллиматор

Для улучшения углового разрешения регистрирующей системы по сравнению с имевшим место в работе [4] напряженность вертикального магнитного поля, вращающего спин μ-мезона, была выбрана небольшой. На протяжении всего эксперимента она была постоянной и составляла $4{,}4 \pm 0{,}1$ Э по всему объему мишени*. Графитовая мишень с размерами $2 \times 14 \times 14$ см устанавливалась в центре магнитной защиты, представлявшей собой два железных цилиндра, расположенных один над другим с зазором в 11 см. Такая защита, уничтожая горизонтальные составляющие имеющегося в зале магнитного поля, обеспечивала в то же время хорошую однородность вертикального магнитного поля указанной величины в месте расположения мишени.

Электронная аппаратура работала следующим образом (блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис.2). Импульс от мониторной схемы совпадения (*1*, *2*), проходя через схему антисовпадений (*1*, 2)–*3*, запускал схему временной селекции, пропускающие каскады которой ($ПК_1$, $ПК_2$, $ПК_3$) поочередно открываются цепочкой из трех триггеров (T_1, T_2, T_3) на время, равное 1 мкс (так называемые «ворота»). Импульсы от электронов распада, зарегистрированных пяти-

*Авторы благодарны Д.П.Василевской за измерения топографии и величины магнитного поля внутри магнитной защиты.

кратной схемой совпадений, поступали в пропускающие системы и, проходя в соответствующие времени их поступления «ворота», регистрировались механическими счетчиками.

При минимальном пороге регистрации и геометрии, указанной на рис.1, интенсивность счета электронов от μ–e-распада составляла 30 в минуту. В том случае, когда на пути пучка оставался только бериллиевый фильтр, что соответствовало остановке в мишени π-мезонов, интенсивность счета электронов от π–μ–e-распада была 200 электронов в минуту.

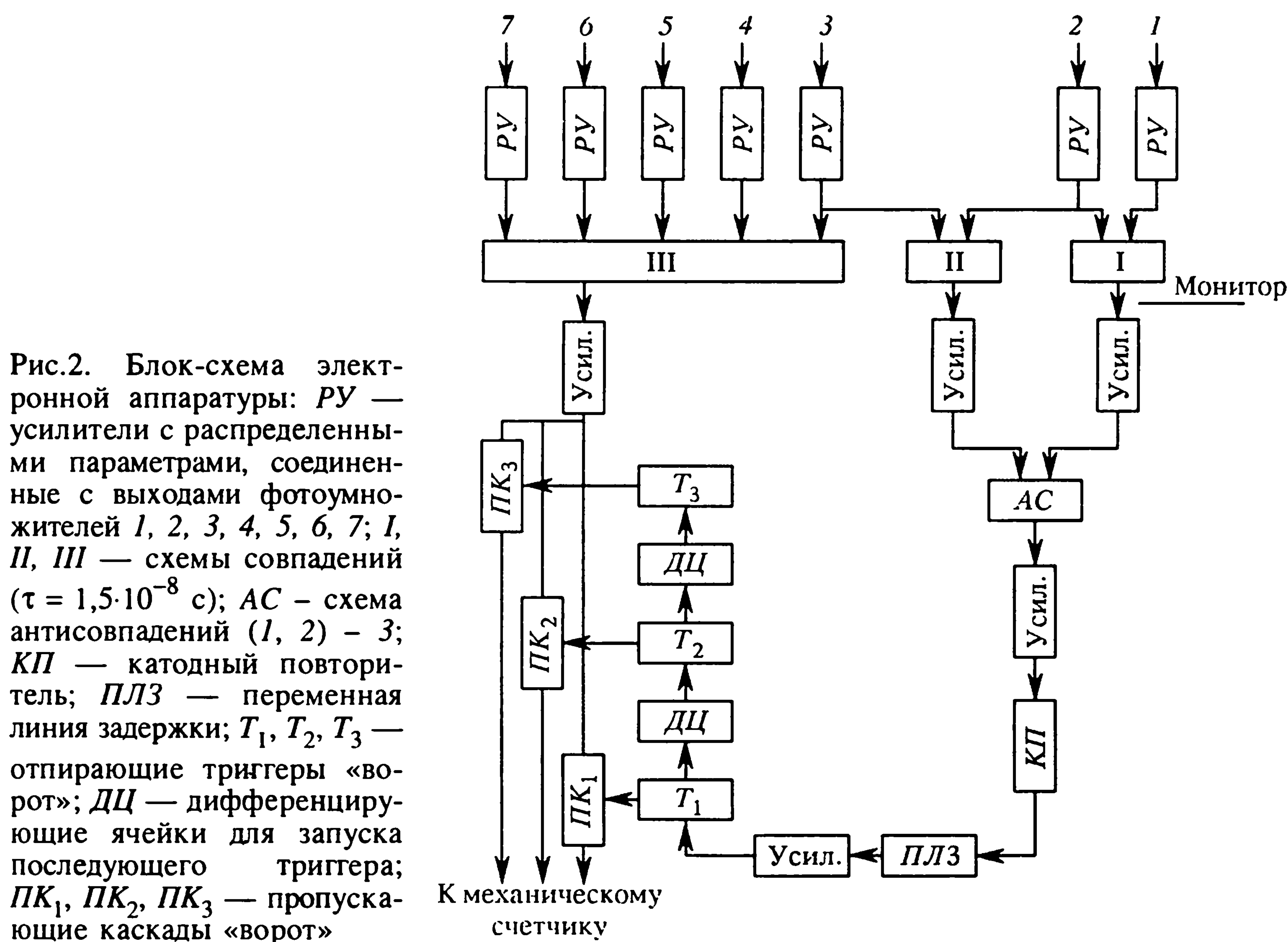


Рис.2. Блок-схема электронной аппаратуры: *РУ* — усилители с распределенными параметрами, соединенные с выходами фотоумножителей *1, 2, 3, 4, 5, 6, 7*; *I, II, III* — схемы совпадений ($\tau = 1{,}5 \cdot 10^{-8}$ с); *АС* - схема антисовпадений (*1*, *2*) - *3*; *КП* — катодный повторитель; *ПЛЗ* — переменная линия задержки; T_1, T_2, T_3 — отпирающие триггеры «ворот»; *ДЦ* — дифференцирующие ячейки для запуска последующего триггера; $ПК_1$, $ПК_2$, $ПК_3$ — пропускающие каскады «ворот»

Ввиду того, что при частоте прецессии μ-мезона $f = geH/4\pi m_\mu c$ выбранное магнитное поле поворачивало угловое распределение за 1,0 мкс всего на 21°, производились две серии измерений, каждая под двумя симметричными относительно направления коллиматора (и относительно мишени) углами: 1) 52 и 180 + 52° и 2) 128 и 180 + 128°, причем мишень устанавливалась под углом 45° к пучку, как это показано для первого случая на рис.1. С учетом вращения спина μ-мезона в постоянном магнитном поле измерения под этими четырьмя углами с тремя временными каналами позволяли получить угловое распределение электронов относительно спина μ-мезона под 12 углами в интервале 0—360°. Эти углы после

внесения поправок, учитывающих угловое разрешение и экспоненциальную форму распада в пределах ширины «ворот», были равны: 11, 32, 61, 88, 110, 170, 191, 212, 241, 268, 290 и 350°.

По существу, для определения коэффициента *a* в нашем распоряжении имелось три пары точек, симметричных относительно направления спина μ-мезона (и сдвинутых примерно на 21°) около 0 и 180°. Кроме этого имелось еще 6 также попарно симметричных точек около 90 и 270°, которые, несущественно увеличивая точность в определении асимметрии, имели целью проверить геометрическую симметрию опыта. Из этого следует, что возможная небольшая разница в ширине «ворот» не является существенной при определении *a*, так как интенсивность счета, которую нужно сравнивать, под разными углами измерялась с теми же самыми временными каналами.

Переменная линия задержки (*ПЛЗ* на рис.2) позволяла перемещать начало запуска «ворот» в пределах от 0 до 5,0 мкс относительно времени прохождения мезона через счетчики (*1*, *2*), что использовалось для оценки фона случайных совпадений. В измерениях использовалась задержка, равная 0,4 мкс. Фон, основным источником которого были останавливающиеся в стенках магнитной защиты μ-мезоны, дающие электроны распада, зависел от толщины полиэтиленового фильтра практически так же, как и счет электронов от распада μ-мезонов в графите, и составлял приблизительно от 5 до 10% в зависимости от номера «ворот» и угла наблюдения.

Исследование поглощения электронов, испускаемых неполяризованными μ-мезонами

При интерпретации обсуждаемых в следующем разделе полученных под разными углами кривых поглощения электронов от распада поляризованных μ-мезонов необходимо знать вероятность $\varphi(E, R)$ регистрации электрона данной энергии E при прохождении его через полиэтиленовый фильтр толщиной R. В нашем случае под R подразумевается полная толщина фильтра в телескопе с учетом толщины сцинтилляционных счетчиков и графитовой мишени.

Прохождение электронов через вещество является сложным явлением из-за наличия многократного рассеяния и тормозного излучения. Однако элементарные законы взаимодействия, связанные с торможением электронов, хорошо известны, и поэтому решение проблемы прохождения электронов через вещество связано только с математическими трудностями. Практически эту проблему можно решить как экспериментально, используя источник монокинетических электронов разных энергий, так и методом случайных испытаний. Мы использовали результаты расчетов методом Монте-Карло вероятности прохождения электронов через разные толщины полиэтилена, приведенные в работе Локанатана и Штейнбергера [9].

Для того чтобы оценить применимость использованного нами метода, исследовалось поглощение в полиэтиленовых фильтрах известного спектра электронов от распада неполяризованных μ-мезонов. Было проведено сравнение эксперимен-

тально определенной кривой поглощения с кривой поглощения, рассчитанной для этого спектра на основании работы [9].

Как известно, электронный спектр от неполяризованных μ-мезонов полностью определяется параметром Мишеля ρ. Согласно экспериментальным данным (см., например, [3]), значение этого параметра близко к величине, предсказываемой теорией двухкомпонентного нейтрино, и поэтому при расчетах* мы использовали $\rho = 0{,}75$.

На рис.3 сплошная кривая изображает рассчитанную зависимость

$$N(R) = \int_0^1 E^2(3 - 2E)\,\varphi(E, R)\,dE.$$

Кривая нормировалась таким образом, что за единицу была принята интенсивность счета электронов в том случае, когда порог телескопа (*3, 4, 5, 6, 7*), регистрирующего электроны, определяется только толщиной сцинтилляционных счетчиков.

При экспериментальном определении кривой поглощения между счетчиками *1* и *2* фильтр не ставился, и в графитовой мишени останавливались π-мезоны. Телескоп для регистрации электронов устанавливался под углом 232° к направлению мезонного пучка, в той же геометрии, как и для измерения асимметрии от μ–*e*-распада. Полиэтиленовые фильтры размещались между счетчиками. Полученные экспериментальные точки также показаны на рис.3.

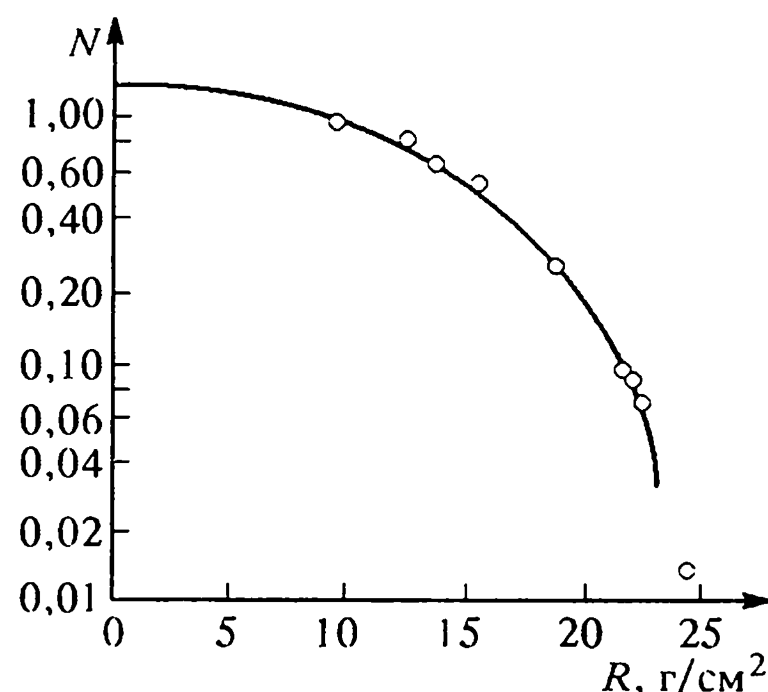


Рис.3. Кривая поглощения электронов от распада неполяризованных μ-мезонов. Сплошная кривая — рассчитанная зависимость интенсивности электронов от толщины полиэтиленового фильтра *R*; ○ — экспериментальные точки. За единицу принят счет телескопа без дополнительных фильтров (порог регистрации телескопа равен 9,7 г/см^2)

Как видно из рисунка, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками. Это оправдывает использующийся в следующем разделе метод учета искажения спектра электронов при прохождении их через полиэтиленовые фильтры. Заметное расхождение между вычисленной кривой и экспериментальными точками наблюдается только при полной толщине фильтра более 21,7 г/см^2 полиэтилена, где оно составляет около 10%. При увеличении толщины фильтра относительное расхождение теоретической кривой с экспериментальными точками увеличивается. Так, при толщине фильтра 25,2 г/см^2, т.е. при толщине фильтра, достаточной для ионизационного торможения электронов с энергией

*Учет радиационных поправок [3] не вносит искажений, существенных для данной проблемы.

55 МэВ, телескоп регистрирует 0,4% от числа электронов, регистрируемых без дополнительных фильтров. Отсюда можно сделать вывод, что расхождение обусловлено не теоретическими расчетами, а связано с отличной от нуля вероятностью регистрации телескопом тормозного излучения. Тот факт, что вероятность регистрации этого излучения мала, обеспечивался именно большим числом счетчиков, использовавшихся для регистрации электронов.

Зависимость асимметрии от энергии электронов в μ–e-распаде

На рис.4 показаны экспериментальные значения коэффициента асимметрии a, полученные методом наименьших квадратов из определенных при разных толщинах фильтра кривых углового распределения. Указанные ошибки являются только статистическими.

Выше указывалось, что при фильтре, равном 21,7 г/см^2 (максимальном, использовавшемся в нашем случае), около 10% счета телескопа, регистрировавшего электроны от неполяризованных μ-мезонов, было обусловлено тормозным излучением. Это могло бы привести к тому, что измеренная при этом фильтре асимметрия оказалась заниженной. Однако верхний предел поправки, учитывающий этот эффект, оказывается значительно меньше указанной статистической ошибки. Не исключено, однако, что в работах [4,6], где вероятность регистрации тормозного излучения была значительно больше, этот эффект мог привести к более существенному уменьшению асимметрии.

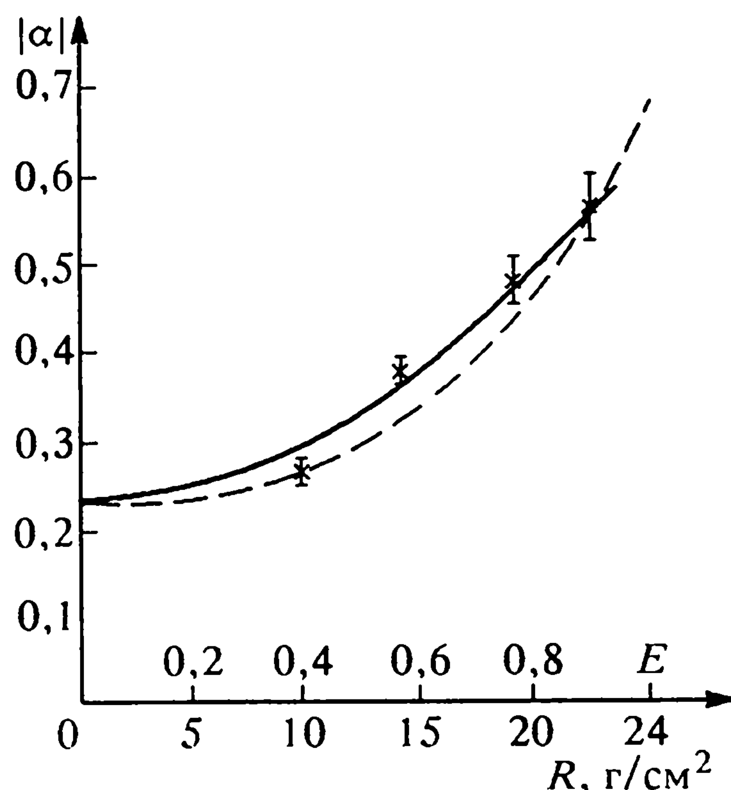


Рис.4. Зависимость коэффициента асимметрии a от энергии электронов. Сплошная кривая $a(R)$ рассчитана с учетом эффективности регистрации электронов в экспериментальной установке (при полной толщине фильтра R), пунктирная кривая $a(E)$ — в предположении отсутствия всяких искажений спектра, × — экспериментальные значения коэффициента a

Сплошная кривая на рис.4 представляет собой ожидаемую зависимость $a(R) = B\alpha(R)$ коэффициента асимметрии от полной толщины фильтра в телескопе, рассчитанную на основании вида спектра, предсказываемого двухкомпонентной теорией нейтрино (формула (1)). Величина постоянной B (которая играет роль масштаба в приведенном рисунке) будет обсуждаться ниже. При расчетах учитывалось тормозное излучение и многократное рассеяние электронов, а также угловое разрешение телескопа. Сплошной линией представлена зависимость

$$\alpha(R) = \int_{\Delta\Omega} \int_0^1 E^2(2E - 1)\, \varphi(E, R) \cos\theta \, dE\, d\Omega \Big/ \Delta\Omega \int_0^1 E^2(3 - 2E)\, \varphi(E, R)\, dE,$$

где интегрированием по Ω учитывается, что угловое разрешение телескопа имеет конечную величину. Степень достоверности функции $\varphi(E, R)$ — вероятности того, что электрон с энергией E будет зарегистрирован телескопом, когда полная толщина фильтра равна R, — обсуждалась в предыдущем разделе.

Представление о малости ошибок, возможных при расчете сплошной кривой, изображенной на рис.4, можно также получить из сравнения ее с пунктирной кривой

$$\alpha(E) = \int_E^1 E^2(2E - 1)\,dE \Big/ \int_E^1 E^2(3 - 2E)\,dE = (1 + E + E^2 + 3E^3)/3(1 + E + E^2 - E^3),$$

полученной в идеализированном случае отсутствия всяких инструментальных искажений спектра, связанных с регистрацией электронов, проходящих через фильтр. Расхождение между этими кривыми, как видно на рис.4, относительно мало, несмотря на то, что искажение спектра, как известно, значительно. Это объясняется тем, что расхождение отражает только различную степень искажения спектра под разными углами. Именно это обстоятельство делает выбранный метод вполне подходящим для решения поставленной задачи.

Как видно, рассчитанная на основании двухкомпонентной теории нейтрино сплошная кривая в пределах нескольких процентов согласуется с экспериментальными точками в исследованной области энергий свыше 20 МэВ.

Полученная из сравнения экспериментальных данных с расчетной кривой константа $B = 0{,}70 \pm 0{,}02$ выражается через произведение $B = P(1 - W_C)\lambda$, где P — спепень поляризации используемого μ-мезонного пучка, W_C — вероятность деполяризации μ-мезонов в графите, а $\lambda = (g_V^* g_A + g_A^* g_V)/(|g_V|^2 + |g_A|^2)$ является фундаментальной константой μ–e-распада в двухкомпонентной теории нейтрино (формула (1)). Указанная выше ошибка является только статистической. Константа B и ее ошибка были найдены из совокупности всех четырех измерений, сделанных с разными фильтрами, причем молчаливо предполагалось, что степень количественного согласия расчетной кривой с экспериментальными точками (рис.4) достаточна для того, чтобы сделать определенное заключение о справедливости зависимости, выраженной формулой (1). Тогда автоматически можно получить интегральное значение a_0 коэффициента асимметрии для всего спектра электронов при экстраполяции сплошной кривой к нулевой толщине фильтра. Оно оказывается равным $a_0 = B/3 = 0{,}233 + 0{,}007$, причем эта величина относится, конечно, к использованному нами пучку μ-мезонов.

Анализируя совокупность данных по измерению асимметрии электронов от π^+–μ^+–e^+-распада в фотопластинках и μ^+–e^+-распада в фотоэмульсиях и графите, Уилкинсон пришел к выводу, что величина $(1 - W_C)\lambda = 0{,}87 \pm 0{,}12$ [10]. Сравнивая этот результат с полученным в настоящей работе значением $B = P(1 - W_C)\lambda = 0{,}70 \pm 0{,}02$, можно сделать заключение, что использованный

нами μ-мезонный пучок имеет степень поляризации $P = 0{,}81 \pm 0{,}11$, т.е., по всей вероятности, не является полностью поляризованным.

Если сравнить коэффициенты асимметрии a_0, получающиеся в графите на разных пучках μ-мезонов (выводимых из камеры ускорителей, правда, аналогичным способом) [6,11,12], то видно, что различию между ними нельзя придавать существенного значения. Отсюда же следует, что пучки μ-мезонов имеют близкую степень поляризации независимо от энергий протонного пучка, генерирующего π-мезоны на внутренней мишени синхроциклотрона.

В заключение следует отметить, что пока нет никаких экспериментальных указаний на то, что λ меньше единицы, т.е. меньше величины, требуемой теорией Фейнмана и Гелл-Манна [13].

Заключение

1. Измерена зависимость асимметрии электронов в μ^+-e^+-распаде от их энергии при помощи электронного метода, сильно подавляющего вероятность регистрации тормозного излучения электронов.

2. Найденная зависимость асимметрии в исследованном интервале энергий от 20 МэВ до конца электронного спектра количественно (в пределах нескольких процентов) согласуется с предсказанием теории двухкомпонентного нейтрино.

3. При предположении, что эта зависимость справедлива и для неисследованной части спектра < 20 МэВ, было найдено значение коэффициента асимметрии a_0 в графите для всего интегрального спектра, которое для использованного нами пучка оказалось равным $0{,}233 \pm 0{,}007$.

4. С большой достоверностью можно утверждать, что использованный нами μ-мезонный пучок не полностью поляризован: степень его поляризации $P = 0{,}81 \pm 0{,}11$.

5. Пучки μ^+-мезонов, полученных с внутренних мишеней синхроциклотронов, имеют примерно одинаковую степень поляризации независимо от энергии ускоренных протонов.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
3 марта 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1956, vol.104, p.254.
2. *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.407;
Lee T.D., Yang C.N. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1671;
Salam A. // Nuovo Cim., 1957, vol.5, p.299.
3. *Kinoshita T., Sirlin A.* // Phys. Rev., 1957, vol.107, p.593.
4. *Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M.* // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1415.
5. *Hincks E.P., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.698.

6. *Berley D., Coffin T., Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M.* // Phys. Rev., 1957, vol.106, p.835.
7. *Вайсенберг А.О., Смирнитский В.А.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.1340; 1957, т.33, с.621.
8. *Pless I.A., Brenner A.E., Williams R.W. et al.* // Phys. Rev., 1957, vol.108, p.159.
9. *Lokanathan S., Steinberger J.* // Nuovo Cim. Suppl.2, ser.10, 1955, p.151.
10. *Wilkinson D.H.* // Nuovo Cim., 1957, vol.6, p.516.
11. *Cassels J.M., O'Keeffe T.W., Rigby M., Wetherell A.M., Wormald J.R.* // Proc. Phys. Soc., 1957, vol.A70, p.543.
12. *Wirght S.C. et al.* // Proc. of the Rochester Conf., April 15—19, 1957.
13. *Feinmann R., Gell-Mann M.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.173.

1959

УНИВЕРСАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФЕРМИ И АСТРОФИЗИКА*

Гипотеза о глубокой аналогии разных медленных процессов распада элементарных частиц как лептонных [1], так и нелептонных [2], нашла недавно блестящую формулировку в теории универсального (векторного и аксиально-векторного) взаимодействия Сударшана—Маршака [3] и Фейнмана—Гелл-Манна [4]. Согласно этой теории, процесс рассеяния нейтрино электронами описывается взаимодействием первого порядка по константе слабого взаимодействия [4,5]. Экспериментальное обнаружение такого процесса было бы очень желательным. Однако постановка опытов по прямому наблюдению рассеяния электронами антинейтрино из реактора (т.е. по обнаружению ионизации, обусловленной антинейтрино, не связанной с обратными ядерными β-процессами), хотя и не исключена, но в настоящее время кажется очень затруднительной.

Цель настоящей заметки — обратить внимание на то, что существование взаимодействия $\nu{-}e$ первого порядка могло бы приводить к макроскопическим эффектам. Из такого взаимодействия следует, что позитрон-электронная аннигиляция может происходить с испусканием нейтрино-антинейтринной пары**. Поэтому в электромагнитных процессах вместо испускания фотона становится возможным испускание пары $\nu\tilde{\nu}$ (через виртуальную пару e^+e^-). Эта общая фундаментальная связь между электромагнитными явлениями и лептонными процессами прямо вытекает из универсального взаимодействия Ферми.

Правда, испускание пары $\nu\tilde{\nu}$ крайне маловероятно по отношению к испусканию фотона, однако огромная проникающая способность нейтрино заставляет думать о возможности эффектов, связанных с нейтрино-электронным взаимодействием в больших телах, находящихся при высокой температуре T. Рассмотрим процесс тормозного излучения электрона с испусканием фотона или пары $\nu\tilde{\nu}$ в соударении электрона с ядром A заряда Z:

$$e + A \to e + A + \gamma \text{ (фотонное тормозное излучение)},$$

$$e + A \to e + A + \nu + \tilde{\nu} \text{ (лептонное тормозное излучение)}.$$

---

*ЖЭТФ, 1959, т.36, вып 5, с.1615—1616.

**В частности, аннигиляции ортопозитрония с испусканием пары $\nu\tilde{\nu}$ примерно в 10^{15} раз менее вероятна, чем его аннигиляция на три γ-кванта Из-за продольности нейтрино парапозитроний не может аннигилировать с испусканием нейтрино и антинейтрино.

Обозначим через α отношение вероятностей W_γ и $W_{\nu\tilde{\nu}}$ того, что при отклонении электрона с энергией E ядром испускаются соответственно фотон или пара $\nu\tilde{\nu}$. Соображения размерности наводят на мысль, что

$$\alpha = \frac{W_\gamma}{W_{\nu\tilde{\nu}}} \approx \frac{(e^2 Z/hc)^2 \, e^2/hc}{(e^2 Z/hc)^2 \, G^{\,2}(E/mc^2)^4},$$

где $G = gm^2c/h^3$ — безразмерная константа слабого взаимодействия, $g = 1{,}4 \cdot 10^{-49}$ эрг · см^3 — константа Ферми и m — масса электрона.

Ясно, что α — огромная величина при любых температурах, которые встречаются в астрофизике. Однако из-за разницы проникающей способности фотонов и нейтрино излучение данной энергии (скажем, порядка kT) в виде фотонов звездами в пространство происходит, в конечном счете, благодаря огромному числу актов фотонного тормозного излучения, несравнимо превышающему число (порядка 1) актов лептонного тормозного излучения, при которых излучается в виде нейтрино та же энергия kT. Поэтому на некоторой стадии эволюции звезд может оказаться, что энергии, излученные в пространство в виде нейтрино и фотонов, становятся сравнимыми, несмотря на малость отношения $W_{\nu\tilde{\nu}}/W_\gamma$ в каждом элементарном акте. Обращает на себя внимание связанная с размерностью константы Ферми резкая зависимость от температуры вероятности процесса лептонного тормозного излучения. Кроме того, с увеличением Z длина свободного пробега фотонов уменьшается, что приводит к увеличению веса нейтринного процесса в энергетическом балансе.

Все это наводит на мысль, что процесс может становиться важным в стадии эволюции звезд, когда их температура и средний Z значительно превышают соответствующие величины для Солнца. Нетрудно видеть, что механизм лептонного тормозного излучения практически не играет роли в энергетическом балансе Солнца ($kT \sim 1$ кэВ, $Z \sim 1$).

Механизм испускания нейтрино звездами, предложенный выше, связан с нейтрино-электронным взаимодействием и фундаментально отличается от процесса, предложенного Гамовым и Шенбергом [6], связанного с ядерными (прямыми и обратными) β-процессами. Лептонное тормозное излучение электрона — процесс беспороговый, а процесс Гамова—Шенберга — эффект с определенным порогом.

В последнее время Г.М.Гандельманом и В.С.Пинаевым были количественно исследованы эффекты в астрофизике, связанные с описанным выше механизмом лептонного тормозного излучения электрона. Ими показано, что в области температуры $kT > 30$ кэВ при давлении $> 10^4$ гс/см^2 энергия, унесенная нейтрино из звезд ($Z \approx 20$), превышает энергию, унесенную фотонами.

В заключение мне очень приятно поблагодарить Я.Б.Зельдовича, Д.А.Франк-Каменецкого и Л.Б.Окуня за критические замечания и интерес к работе, а также Г.М.Гандельмана и В.С.Пинаева, любезно информировавших меня о результатах их работы.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
23 марта 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246;
Puppi G. // Nuovo Cim., 1948, vol.5, p.505;
Klein D. // Nature, 1948, vol.161, p.897;
Lee T.D., Resenbluth M., Yang C.N. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.905;
Tiomno J., Wheeler J.A. // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.144.
2. *Dallaporta N.* // Nuovo Cim., 1955, vol.1, p.962;
Costa G., Dallaporta N. // Nuovo Cim., 1955, vol.2, p.519;
Понтекорво Б. Гипероны, *K*-мезоны и универсальное взаимодействие Ферми. // Отчет ИЯП АН СССР, 1955, с.637;
Gell-Mann M. // Proc. of the 6th Rochester Conf. on High Energy Physics, 1956.
3. *Sudarshan E.C., Marshak R.E.* // Proc. of the Padua–Venice Conf. on Mesons and Newly Discovered Particles, 1957.
4. *Feynman R.P., Gell-Mann M.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.193.
5. *Шехтер В.М.* // ЖЭТФ, 1958, т.34, с.257.
6. *Gamow G., Schoenberg M.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.539.

ЭЛЕКТРОННЫЕ И МЮОННЫЕ НЕЙТРИНО*

В работе перечисляются некоторые до сих пор не обсуждавшиеся процессы, которые могут быть вызваны свободными нейтрино. Среди этих процессов выделяются те, которые могут, в принципе, помочь решению вопроса о существовании двух пар нейтральных лептонов (электронная (ν_e и $\bar{\nu}_e$) и мюонная (ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) пары).

Для проверки принципиального вопроса, являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами, предлагается метод, по существу аналогичный методу, используемому при решении вопроса о различимости нейтрино и антинейтрино или K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов. В принципе, вопрос решается, если удастся выяснить экспериментально, является ли пучок $\bar{\nu}_\mu$ способным вызвать переходы, которые, без сомнения, могут быть индуцированы $\bar{\nu}_e$-частицами (например, реакция $\bar{\nu}_\mu + p \to e^+ + n$).

Экспериментальная постановка опыта, хотя и очень затруднительна, не исключена при наличии ускорителей, более интенсивных, чем современные.

Введение

Бете и Пайерлс [1] в 1934 г. впервые дали оценку сечения образования β-частиц при столкновении свободных нейтрино с ядрами в области энергий около 1 МэВ. Как известно, сечение оказалось равным по порядку величины 10^{-44} см^2, на основании чего в течение долгого времени эффекты, вызванные свободными нейтрино, считались ненаблюдаемыми. Впоследствии автором и Альварецом [2,3] было показано, что постановка таких опытов является вполне реальной, и только недавно Райнесом и Коуэном, а также Дэвисом успешно были выполнены опыты, в которых использовались свободные антинейтрино от реакторов. Эти опыты показали наблюдаемость и, тем самым, «реальность» нейтрино, их двухкомпонентную природу [4], а также показали, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы [5].

Цель настоящей работы — подчеркнуть возможность решения некоторых физических задач при помощи исследований до сих пор не обсуждавшихся эффектов, вызванных свободными нейтрино. Соответствующие опыты могут оказаться не выполнимыми сегодня, но обсуждение их постановки, как нам кажется, не является более преждевременным, чем обсуждение в свое время опытов с антинейтрино из реактора.

Обсуждается принципиальная возможность ответить на вопрос, являются ли нейтрино, испускаемые в $\pi \to \mu$-распаде (ν_μ), и нейтрино, испускаемые в β-распаде (ν_e), тождественными частицами.

*ЖЭТФ, 1959, т.37, вып.6, с.1751—1757.

Реакции, вызванные нейтрино

Все известные нам медленные процессы (см. таблицу), по-видимому, обусловлены взаимодействием следующих пар фермионов:

$$(e^+\nu_e),\quad (\mu^+\nu_\mu),\quad (p\bar{n}),\quad (p\bar{\Lambda}),$$
$$(e^-\bar{\nu}_e),\quad (\mu^-\bar{\nu}_\mu),\quad (\bar{p}n),\quad (\bar{p}\Lambda). \tag{1}$$

Любая пара частиц может взаимодействовать с такой же или с другой парой, при этом, согласно схеме Маркова—Саката—Окуня [6], в состав «странной» пары не включаются другие странные частицы, кроме Λ-гиперона. На языке теории универсального взаимодействия [7,8] эта схема приводит к тому, что ток J^+, входящий в лагранжиан слабого взаимодействия, состоит из четырех членов:

$$J^+ = J(e^+\nu_e) + J(\mu^+\nu_\mu) + J(p\bar{n}) + J(p\bar{\Lambda}), \tag{2}$$

каждый из которых соответствует перечисленным выше парам.

На основании предположения правильности схемы Маркова—Саката—Окуня и теории универсального взаимодействия некоторые процессы, вызванные свободными нейтрино, перечисляются ниже.

Таблица. Некоторые реакции, вызванные свободными нейтрино на реальных мишенях

Номер	Реакция	Примечание
1	$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$	При исследовании этого процесса [4] впервые наблюдались свободные нейтральные лептоны. Опыт подтвердил двухкомпонентную природу нейтрино.
2	$\bar{\nu}_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$ [2,3,5]	Ненаблюдаемость этого процесса [5] доказала, что ν_e и $\bar{\nu}_e$ не являются тождественными частицами.
3	$\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$	Исследование этого процесса могло бы представлять интерес для астрофизики, в частности для измерения нейтринного потока от Солнца [9].
4	$\nu_e + A \to \pi^+ + e^- + A,$ $\bar{\nu} + A \to \pi^- + e^+ + A$	Обратный π–e-распад в поле ядра. ν_e рождают π^+-мезоны, $\bar{\nu}_e$ рождают π^--мезоны.
5	$\bar{\nu}_e + e^- \to \pi^- + \pi^0$	
6	$\bar{\nu}_e + p \to \Lambda + e^+,$ $\bar{\nu}_e + A \to$ гиперфрагмент $+ e^+$	Только $\bar{\nu}$ (а не ν) могут рождать странные частицы.
7	$\bar{\nu}_e + n \to \Sigma^- + e^+$	Этот процесс может быть осуществлен только в ядрах.
8	$\nu_e + A \to K^+ + e^- + A,$	См. процесс 4

Номер	Реакция	Примечание
	$\bar{\nu}_e + A \to K^- + e^+ + A$	
9	$\bar{\nu}_e + e^- \to K^- + K^0$	См. процесс 5
10	$\bar{\nu}_e + e^- \to \bar{\nu}_e + e^-$, $\nu_e + e^- \to \nu_e + e^-$	Рассеяние нейтрино электронами предсказано универсальной теорией слабых взаимодействий [8].
11	$\nu_e + A \to \nu_e + e^+ + e^- + A$ $\bar{\nu}_e + A \to \bar{\nu}_e + e^+ + e^- + A$	Образование пары e^+e^- в поле ядра*. Этот процесс обратен процессу лептонного тормозного излучения электронов, описанному в [10].
12	$\bar{\nu}_e + e^- \to \bar{\nu}_\mu + \mu^-$,	Обратный μ-распад.
	$\nu_e + e^- \to \nu_\mu + \mu^-$	Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.
13	$\bar{\nu}_e + A \to \bar{\nu}_\mu + e^+ + \mu^- + A$,	Образование пары μ–e в поле ядра.
	$\nu_e + A \to \nu_\mu + e^- + \mu^+ + A$	
14	$\bar{\nu}_e + p \to \mu^+ + n$,	Обратный μ-захват.
	$\bar{\nu}_\mu + p \to e^+ + n$	Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.
15	$\nu_\mu + A \to \pi^+ + \mu^- + A$,	Обратный π–μ-распад в поле ядра.
	$\bar{\nu}_\mu + A \to \pi^- + \mu^+ + A'$	
16	$\bar{\nu}_\mu + p \to \Lambda + \mu^+$,	
	$\bar{\nu}_\mu + p \to \Lambda + e^+$,	Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.
	$\bar{\nu}_\mu + A \to$ гиперфрагмент $+ \mu^+$	
17	$\nu_\mu + A \to \mu^- + K^+ + A$,	
	$\bar{\nu}_\mu + A \to \mu^+ + K^- + A$,	
18	$\nu_\mu + A \to \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + A$, $\bar{\nu}_\mu + A \to \bar{\nu}_\mu + \mu^+ + \mu^- + A$	Рассеяние нейтрино μ-мезонами в поле ядра.
19	$\nu_\mu + e^- \to \nu_e + \mu^-$,	Обратный μ-распад.
	$\bar{\nu}_\mu + e^- \to \bar{\nu}_e + \mu^-$	Запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$.
20	$\nu_\mu + A \to A + \mu^- + e^+ + \nu_e$,	Образование пары μ–e в поле ядра.
	$\bar{\nu}_\mu + A \to A + \mu^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	
21	$\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-$	Если $\nu_e \neq \nu_\mu$, реакция возможна только как процесс второго порядка.

*Этот процесс был недавно теоретически исследован Я.А.Смородинским и Чжоу Гуанчжао.

Вопрос о тождественности ν_e и ν_μ является открытым и обсуждается в следующем разделе. С теоретической и экспериментальной точек зрения нет никаких аргументов для утверждения, что ν_e и ν_μ являются тождественными частицами. Поэтому ниже, так же как и в использованных выше обозначениях разных членов лептонного тока, написано, например, $(e^+\nu_e)$, $(\mu^+\nu_\mu)$, а не, как обычно принято, $(e^+\nu)$, $(\mu^+\nu)$.

Здесь рассматриваются процессы столкновения нейтрино с реальными мишенями, т.е. с отрицательными электронами, протонами и ядрами (A). Среди перечисленных процессов в литературе до сих пор обсуждались только процессы 1, 2, 3, 10. В настоящей работе для большинства процессов мы ограничимся некоторыми замечаниями, помещенными выше. Ниже подробно обсуждаются только некоторые процессы, которые имеют отношение к проблеме различимости ν_e- и ν_μ-частиц.

Являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами?

Верхний предел массы нейтральных лептонов, испускаемых в μ-распаде, величина параметра Мишеля ρ и теоретические соображения позволяют сделать вывод о том, что нейтральные лептоны в μ-распаде имеют массу, равную или близкую к нулю, и не являются тождественными. На основании этого распад μ-мезонов обычно описывается схемой $\mu \to e + \nu + \bar{\nu}$. Однако легко видеть, что совокупность экспериментальных и теоретических сведений требует только, чтобы два нейтральных лептона в μ-распаде не являлись тождественными, но не требует, чтобы они являлись обязательно частицей и античастицей. Возможность существования двух пар нейтрино уже рассматривалась Онеда и Пати [11]. На первый взгляд, вопрос о существовании двух типов нейтрино — электронного нейтрино $(\nu_e, \bar{\nu}_e)$ и мюонного нейтрино $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ — может рассматриваться как ненужное усложнение. Однако имеются аргументы, делающие привлекательной гипотезу отличия электронного и мюонного нейтрино.

Отсутствие в природе ряда процессов типа $\mu + p \to e + p$, $\mu \to e + e + e$ и т.д. показывает, что в каждый из токов, входящих в лагранжиан слабого взаимодействия, вклад могут дать, по-видимому, только пары с одной заряженной и одной нейтральной частицей (см. (1) и (2)). Существование только «заряженного» тока, как указали Гелл-Манн и Фейнман [8], очень естественно могло бы быть объяснено, если бы в природе существовал заряженный векторный бозон B, связанный с разными фермионами через взаимодействие «промежуточной интенсивности», причем известные нам процессы слабого взаимодействия в этом случае были бы обусловлены взаимодействием второго порядка относительно константы «промежуточного» взаимодействия. Как показано в работах Фейнберга, а также Гелл-Манна и Фейнмана [12], нелокальность процесса μ–e-распада, соответствующая

промежуточному векторному бозону, требовала бы вероятности распада по каналу $\mu \to e + \gamma$, противоречащей экспериментальным данным [13].

Нетрудно видеть, однако, что даже при существовании B-мезона вероятность процесса была бы равной нулю* (что полностью совместимо с экспериментальными данными), если электронное и мюонное нейтрино являются разными частицами. Таким образом, тот факт, что ток в лагранжиане слабого взаимодействия является «заряженным», был бы очень хорошо объяснен гипотезой промежуточного бозона только при отличии ν_e от ν_μ. Кроме этого аргумента, как нам кажется, существование двух различных типов нейтрино, не способных аннигилировать**, привлекательно с точки зрения симметрии и систематики частиц и могло бы помочь пониманию разницы в природе мюона и электрона.

Из сказанного выше следует, что экспериментальные сведения по вопросу, являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами, имели бы первостепенную важность. Одна из возможностей, которая обращает на себя внимание, состоит в измерении спиральности μ-мезона. Если в природе имеется только одна пара нейтрино — антинейтрино, то V–A-взаимодействие требует, чтобы спиральность μ^--мезона была положительной. Если бы спиральность μ^--мезона оказалась на опыте отрицательной, это было бы сильным аргументом в пользу существования двух типов нейтрино; μ^+-распад мог бы быть описан согласно схеме $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_\mu$.

Опыты Лов и др. [15], однако, показывают, что спиральность μ^--мезона, по-видимому, положительная. Поэтому вопрос, имеются ли в природе два типа нейтральных пар лептонов, остается открытым. Положительная спиральность μ^--мезона, однако, указывает на то, что, если действительно в природе имеются две пары нейтрино—антинейтрино, то слабое взаимодействие должно быть описано именно как в (1), а распад μ^+-мезона должен идти по схеме $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Здесь, как обычно, электронное нейтрино ν_e определяется как частица, испускаемая вместе с позитроном в β-распаде. Его спиральность была определена на опыте и является отрицательной [16] (спиральность $\bar{\nu}_e$, конечно, противоположна). Что касается ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, эти частицы определяются соответственно как имеющие отрицательную и положительную спиральности. Распад π^+-мезона соответственно идет по схеме $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$. Эти обозначения были использованы в предыдущем разделе.

Для выяснения вопроса, действительно ли ν_e и ν_μ являются разными частицами, остается одна принципиальная возможность, которая обсуждается в следующем разделе.

---

*Процесс $\mu \to e + \gamma$ даже при отсутствии B-мезона возможен в высшем порядке теории возмущения, если имеется только один тип пар нейтрино — антинейтрино, в то время как он абсолютно запрещен, если $\nu_e \neq \nu_\mu$

**Заметим, в частности, что при существовании ν_e, $\bar{\nu}_e$ и ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$ как разных пар, система мюоний (μ^+e^-) не может переходить [14] в систему антимюоний (μ^-e^+) в любом приближении

Постановка опыта по обнаружению различия ν_e и ν_μ

Метод, который предлагается ниже, по существу аналогичен методу, используемому при решении вопросов, являются ли нейтрино и антинейтрино (здесь речь идет о ν_e и $\bar{\nu}_e$) тождественными частицами [2,5] или являются ли K^0- и $\bar{K}^0$-мезоны тождественными частицами [17]. В этом случае нетождественность частиц и античастиц была доказана на опыте ненаблюдаемостью некоторых переходов, матричные элементы которых должны отличаться от нуля только в том случае, если частицы и античастицы являлись бы тождественными. Например, отсутствием процесса $\bar{\nu}_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + \beta^-$ доказывается, что ν_e и $\bar{\nu}_e$ нетождественны, поскольку процесс $\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + \beta^-$, без сомнения, должен иметь место.

В нашем случае речь идет не об уже решенной проблеме нетождественности нейтрино и антинейтрино, а о проблеме различимости ν_e от ν_μ (или $\bar{\nu}_e$ от $\bar{\nu}_\mu$). При различимости ν_e от ν_μ уже известно, в каких реакциях должны рождаться именно ν_e и $\bar{\nu}_e$ и не могут рождаться ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ (и наоборот).

Для решения вопроса предполагается выяснить экспериментально, является ли пучок $\bar{\nu}_\mu$ способным вызвать переходы, которые, без сомнения, могут быть индуцированы $\bar{\nu}_e$-частицами. С экспериментальной точки зрения пучок мюонных нейтрино более привлекателен, чем пучок электронных нейтрино по следующим причинам. Обычные интенсивные источники электронных нейтрино — радиоактивные изотопы. Последние по их природе не способны испускать нейтрино с большими энергиями. Наоборот, хорошим источником мюонных нейтрино является π–μ-распад, и поэтому мюонные нейтрино естественным образом получаются с высокой энергией. С одной стороны, представляет интерес использовать антинейтрино с большой энергией, скажем, $\gg$100 МэВ, так как сечение процессов, индуцированных нейтрино, быстро растет с энергией. С другой стороны, при очень больших энергиях интенсивность генерации мюонных нейтрино уменьшается из-за релятивистского удлинения времени жизни π-мезонов, и поэтому здесь обсуждается постановка опыта с нейтрино с энергией меньше 100 МэВ.

Рассмотрим сейчас в качестве примера реакции (см. выше процессы 1—21)

$$\bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n, \qquad \text{(а)}$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \to e^+ + n. \qquad \text{(б)}$$

Реакция (б), если ν_e и ν_μ — тождественные частицы, успешно наблюдалась Райнесом и Коуэном [4], а в случае $\nu_e \neq \nu_\mu$ не является наблюдаемой. Реакция (а) — пороговая реакция и по существу ненаблюдаема при энергиях $\nu_\mu < 100$ МэВ. Задача состоит в определении сечения реакции (б). В области энергий, где нейтрон от реакции (б) может быть детектирован с хорошей эффективностью внутри большого сцинтилляционного счетчика, содержащего кадмий, методика Райнеса

и Коуэна вполне подходяща. Когда происходит событие, вызванное реакцией (б), в сцинтилляционном счетчике будут появляться два импульса, один из которых соответствует освобождению энергии позитрона (нейтрон получает малую долю энергии), а второй, запаздывающий по отношению к первому, соответствует фотонной энергии, освобождаемой при захвате нейтрона в кадмии. Для обнаружения реакции (б) сцинтилляционный счетчик типа Райнеса и Коуэна может быть помещен в пучок мюонных антинейтрино, неспособных вызвать реакцию (а) (по энергетическим соображениям) и имеющих пренебрежимо малую примесь электронных антинейтрино, которые могли бы вызвать «тривиальную» реакцию $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$.

Для выяснения условия опыта рассмотрим образование нейтральных лептонов разных типов в циклических ускорителях протонов до энергии, скажем, 700 МэВ. Радиоэлементы, которые образуются в мишени и в других деталях ускорителя, являются источниками ν_e и, в меньшей степени, $\bar{\nu}_e$ с низкой энергией (≤ 10 МэВ). Эти электронные нейтрино не дают заметного фона, так как

а) их энергия мала, и по существу их легко дискриминировать при помощи анализа соответствующих импульсов от сцинтиллятора;

б) сечение реакции $\bar{\nu}_e + p \to n + e^+$ пропорционально квадрату энергии налетающих антинейтрино и оно относительно мало при низких энергиях.

На мишени синхроциклотрона будут образовываться пионы обоих знаков. Они будут образовывать нейтральные лептоны по схеме

$$1)\ \pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad 2)\ \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$3)\ \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad 4)\ \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

$$5)\ \mu^- + \text{ядро} \to \nu_\mu.$$

Примеси ν_e и ν_μ в пучках не вредны, поскольку уже известно, что нейтрино (как ν_μ, так и ν_e) не могут вызвать рассматриваемую реакцию. Легко видеть, что «вредные» примеси $\bar{\nu}_e$ возникают только из распада 4 от μ^--мезонов. Однако μ^--мезоны, остановившиеся в материале высокого атомного номера (нетрудно обеспечить возможность остановки мезонов в легких материалах), практически не испытывают μ-распад, а μ-распадом на лету можно пренебречь, так как длина свободного пробега для распада μ-мезонов измеряется в сотнях метров, а детектор реакции (б) разумно поставить на расстоянии около 10 м от мишени.

Таким образом, можно осуществить пучок $\bar{\nu}_\mu$-частиц, практически не имеющих примеси $\bar{\nu}_e$. При этом $\bar{\nu}_\mu$ от реакции 2) (остановившиеся μ^+-мезоны) имеют среднюю энергию ~35 МэВ, а $\bar{\nu}_\mu$ от реакции 3) могут иметь значительно большую энергию (распад на лету), но их интенсивность вообще будет мала*.

---

*Поток $\bar{\nu}_\mu$ от $\pi^- \to \mu^-$-распада на лету может быть значительным только в том случае, если ускоренный протонный пучок попадает на внешнюю мишень, при этом мишень отдаляется от массивных деталей (защита и т.д.) на несколько метров.

Число образованных $\bar{\nu}_\mu$ от реакции 2) может быть близким к числу образованных π^+-мезонов в мишени, и поэтому число $\bar{\nu}_\mu$, образованных в современных фазотронах, может быть равно 10^{12} с$^{-1}$. В настоящее время обсуждаются модели новых ускорителей, способных в принципе дать интенсивность ускоренных протонов на три порядка выше. Таким образом, можно думать, что поток Ф, на расстоянии около 10 м от мишени, $10^8\,\bar{\nu}_\mu$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ может стать реальным в недалеком будущем. Сечение процесса (б) было оценено по теории возмущения и оказалось равным $2\cdot10^{-41}$ см^2, если $\bar{\nu}_e\equiv\bar{\nu}_\mu$ для $\bar{\nu}_e$ с энергией 35 МэВ. Если использовать сцинтилляционный счетчик типа Райнеса и Коуэна (1—2 т), то число событий (при $\nu_e\equiv\nu_\mu$) примерно одно в час (Ф ~ 10^8 см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$) при эффективности регистрации, равной единице. Как показали недавно Райнес и Коуэн [4], эффективность может превышать 0,5. Технически, регистрация одного рассматриваемого события менее трудна, чем в опыте Райнеса и Коуэна, так как энергия испускаемых β^+-частиц велика. Таким образом, реальность опыта зависит от величины фона, который очень трудно оценить априори. Можно только сказать, что, к сожалению, отношение эффекта к фону должно быть значительно меньше, чем в опыте Райнеса и Коуэна. Обращает на себя внимание тот факт, что $\bar{\nu}_\mu$ от реакции 2), в отличие от нейтронов, рождающихся в мишени, испускаются изотропно. Это дает возможность уменьшить трудности, связанные с фоном от ускорителя: детектор $\bar{\nu}_\mu$ должен быть поставлен под углом $\geq 90°$ по отношению к направлению падающих на мишень ускоренных протонов.

Резюмируя, можно сказать, что постановка опыта по выяснению вопроса о тождественности ν_e и ν_μ, хотя и очень затруднительна, должна быть серьезно рассмотрена при проектировании новых ускорителей. В частности, проблема защиты от излучения детектора $\bar{\nu}_\mu$ должна быть рассмотрена на самых первых фазах проектирования ускорителя.

В заключение автору приятно поблагодарить Чжоу Гуанчжао, Л.Б.Окуня и Я.А.Смородинского за многочисленные обсуждения, а также Э.М.Липманова, любезно предоставившего нам до опубликования статью, в которой приводятся аргументы в пользу существования двух пар нейтрино.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
9 июля 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bethe H.A., Peierls R.* // Nature, 1934, vol.133, p.532.
2. *Pontecorvo B.* // Отчет PD-205, 1946.
3. *Alvarez L.W.* // Отчет U.R.C.L., 1949, 328.
4. *Reines F., Cowan C.L.* // Phys. Rev., 1953, vol.90, p.492; 1959, vol.113, p.273.

5. *Davis R.* // Phys. Rev., 1952, vol.86, p.976; Bull. Am. Phys. Soc., Washington meeting, 1959.
6. *Sakata S.* // Progr. Theor. Phys., 1946, vol.16, p.686;
Markov M.A. // Proc. of the 6th Rochester Conf. on High Energy Physics, 1956;
Окунь Л.Б. // ЖЭТФ, 1958, т.34, с.469.
7. *Sudarshan E.C.G., Marshak R.E.* // Proc. of the Padua–Venice Conf. on Mesons and Newly Discovered Particles, 1957.
8. *Feynman R.P., Gell-Mann M.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.193.
9. *Cameron A.G.W.* // Annual Review of Nuclear Science, 1958, p.306.
10. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1615.
11. *Oneda S., Pati J.C.* // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.2, p.125.
12. *Feinberg G.* // Phys. Rev., 1958, vol.110, p.1482;
Feynman R.P., Gell-Mann M. // Proc. of the 7th Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1958.
13. *См., например, Berley D., Lee J., Bardon M.* // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.2, p.357.
14. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1957, т.33, с.549.
15. *Love W.A., Marder S., Nadelhaft I., Siegel R.T., Taylor A.E.* // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.2, p.107.
16. *Goldhaber M., Grodzins L., Sunger A.W.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.1015.
17. *Баландин М.П., Балашов Б.Д., Жуков В.А., Понтекорво Б., Селиванов Г.И.* // ЖЭТФ, 1955, т.29, с.265.

1960

БЕЗРАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТЯЖЕЛЫХ μ-МЕЗОАТОМАХ*

Совместно с М.Я.Балацем, Л.Н.Кондратьевым, Л.Г.Ландсбергом, П.И.Лебедевым, Ю.В.Обуховым

При помощи сцинтилляционного спектрометра исследовались спектры рентгеновских фотонов, испускаемых μ-мезоатомами урана и свинца. Показано, что нормированная на один остановившийся мюон интенсивность радиационного перехода $2P \to 1S$ в мезоуране заметно меньше, чем в свинце. Тем самым экспериментально доказано существование до сих пор не наблюдавшегося механизма безрадиационных переходов, при котором энергия перехода передается прямо ядру.

1. Введение

Уилером [1] предсказывались два механизма деления тяжелых ядер μ^--мезонами: «внутреннее» деление, когда энергия, необходимая для деления, освобождается при захвате ядром мюона с нижнего уровня мезоатома, и «внешнее» деление, при котором мюон не исчезает, а энергия, необходимая для деления, освобождается в безрадиационном переходе мезоатома на уровень $1S$.

Зарецкий [2] рассчитал вероятность безрадиационного перехода в мезоатомах тяжелых ядер, точнее, вероятность того, что энергия перехода $2P \to 1S$ не освобождается в виде рентгеновского излучения, а прямо передается ядру.

В работе Беловицкого и др. [3], выполненной при помощи фотопластинок, делается вывод о том, что остановки μ^--мезонов в ^{238}U приводят только к «внутреннему» делению с вероятностью 0,07 (безрадиационное деление авторами работы не наблюдалось и имеет вероятность меньше чем 1%). В работе Диаза и др. [4]**, выполненной при помощи электронных методов регистрации частиц, также делается вывод, что безрадиационное деление, если оно и имеет место, должно составлять только малую долю числа актов деления.

Кроме этих опытов, давших отрицательные результаты, предложенный Зарецким механизм безрадиационного перехода $2P \to 1S$ для мезоатома экспериментально не исследовался. Таким образом, до последнего времени были известны только два механизма переходов $2P \to 1S$ в мезоатоме: 1) излучение мезорент-

*ЖЭТФ, 1960, т.38, вып.6, с.1715—1719.

**Мы благодарны доктору Моеру, который ознакомил нас с результатами этой работы во время Киевской конференции

геновского фотона и 2) эффект Оже, который в тяжелых ядрах не играет существенной роли.

Настоящая работа посвящена исследованию безрадиационных переходов*. Исследование этого явления не только представляет самостоятельный интерес, но могло бы дать также ценные сведения о свойствах тяжелых ядер.

2. Постановка эксперимента

Как показал Зарецкий [2], вероятность безрадиационных переходов в μ-мезоатоме урана, где плотность ядерных уровней велика, должна быть значительной. В μ-мезоатоме свинца с малой плотностью ядерных уровней эта вероятность практически равна нулю. Поэтому доля безрадиационных переходов $2P \to 1S$ в мезоуране определялась путем измерения разности выходов соответствующих радиационных рентгеновских переходов в U и Pb. То обстоятельство, что энергии переходов в мезоуране и мезосвинце близки (примерно 6 МэВ), облегчило задачу сравнения выходов фотонов, поскольку в полученные экспериментально спектры практически не требовалось вводить поправки.

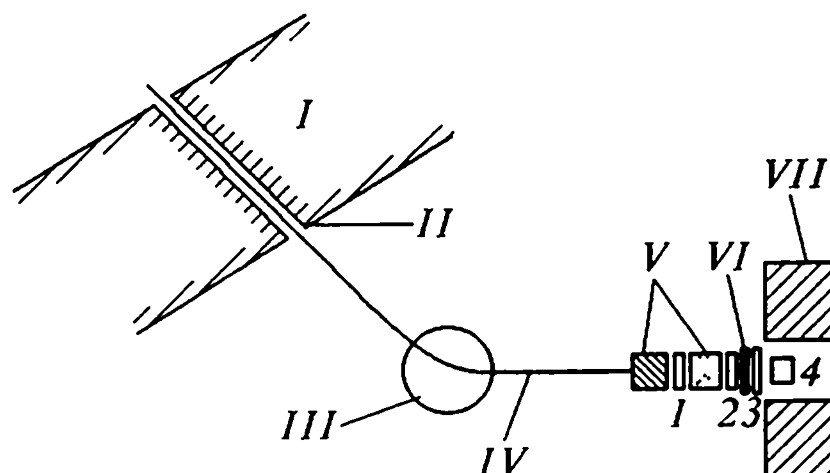


Рис.1. Схема опыта: *I* — бетонная защита, *II* — коллиматор (∅ = 100 мм), *III* — отклоняющий магнит, *IV* — пучок π^--мезонов, *V* — фильтр (75 г/см^2 Cu + 32 г/см^2 B_4C), *VI* — мишень, *VII* — защита счетчика *4* (20 см Pb); *1*, *2* — сцинтилляторы из пластмассы, ∅ = 110 мм, толщина 10 мм; *3* — то же, ∅ = 125 мм, толщина 12 мм; *4* — кристалл NaJ(Tl), ∅ = 30 мм, толщина 10 мм

В работе использовался пучок π^--мезонов с импульсом 270 МэВ/с от синхроциклотрона ОИЯИ. Схема опыта приведена на рис.1. Остановившиеся в мишени мюоны выделялись «телескопом» из трех сцинтилляционных счетчиков, включенных по схеме $1+2-3$ (совпадения счетчиков *1*, *2* при антисовпадении со счетчиком *3*).

На рис.2 приведена кривая пробегов, полученная с тонкой (4 г/см^2 Pb) мишенью. Измерения спектров излучения мезорентгеновских фотонов проводились с более толстыми мишенями, причем урановая (100 × 100 мм^2 × 10,7 г/см^2) и свинцовая (100 × 100 мм^2 × 10,3 г/см^2) мишени были эквивалентны по ионизационным потерям.

Детектором γ-квантов служил сцинтилляционный счетчик *4*, состоявший из кристалла NaJ(Tl) диаметром 30 мм и высотой 35 мм и фотоумножителя ФЭУ-33.

*Предварительные результаты сообщались на IX Международной конференции по физике частиц высоких энергий в Киеве, 1959 г. (см. доклад А.И.Алиханова).

Импульс с γ-счетчика подавался на 64-канальный амплитудный анализатор, который управлялся сигналом от схемы совпадений $(1+2-3)+(2+4)$. Фон случайных совпадений составлял примерно 1/20 от полного счета.

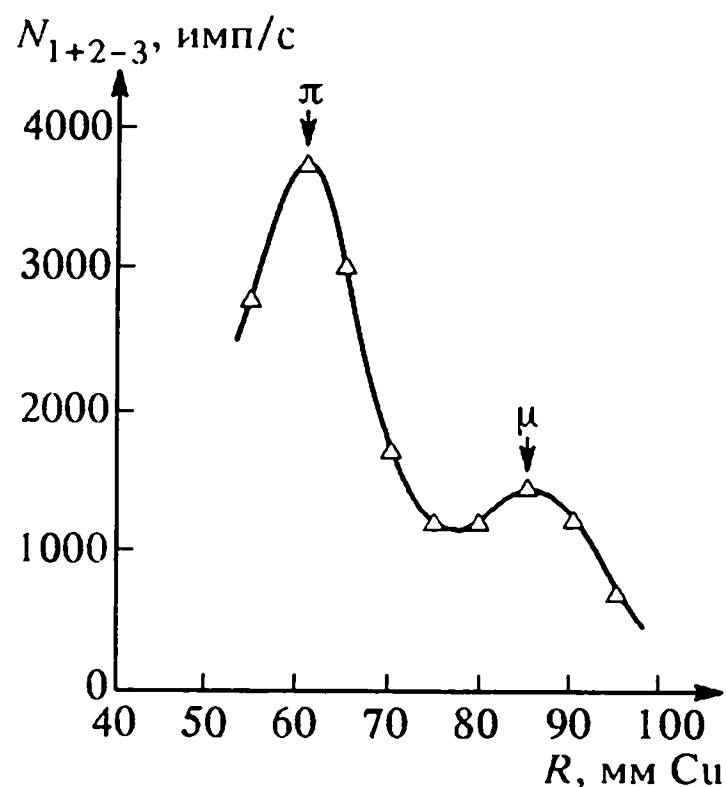


Рис.2. Кривая пробегов (R — толщина фильтра, N — число совпадений в произвольных единицах)

Для калибровки по энергии и проверки линейности всей системы применялся источник ^{24}Na с энергиями γ-квантов 1,38 и 2,76 МэВ.

В процессе измерений периодически чередовались мишени из урана и свинца. Все полученные спектры имели одинаковую форму и не смещались друг относительно друга.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис.3 представлены спектры фотонов для мезоурана и мезосвинца в области от 3 до 8 МэВ. Спектры нормированы на одинаковое количество μ^--мезонов, остановившихся в мишени. В спектре свинца ясно виден пик с энергией около 5,3 МэВ. Ввиду малых размеров кристалла NaJ(Tl) этот пик обусловлен тремя значениями энергии, теряемой фотонами в кристалле: 1) E_γ; 2) $E_\gamma - 0{,}51$ МэВ и 3) $E_\gamma - 1{,}02$ МэВ, где $E_\gamma = 6{,}02$ МэВ [5] — энергия фотонов перехода $2P \to 1S$ в мезосвинце. Уран дает меньше отсчетов в области 5—5,5 МэВ и, практически, столько же, сколько свинец, в областях, достаточно удаленных от энергии 5,5 МэВ. Средняя энергия пика, соответствующего переходу $2P \to 1S$, в уране примерно на 200 кэВ больше, чем в свинце.

Разница в интенсивности фотонов с энергией около 6 МэВ в мезоуране и мезосвинце при одинаковой геометрии и близких энергиях излучения указывает на то, что здесь действительно обнаружен эффект безрадиационного перехода μ^--мезонов на уровень $1S$ мезоурана. Количественная оценка вероятности этого процесса для урана представляется нам затруднительной. Чтобы определить отношение интенсивностей радиационных переходов $2P \to 1S$ в мезоуране и мезосвинце, необходимо знать долю отсчетов в каждом канале анализатора, действительно обусловленную фотонами от переходов $2P \to 1S$. Иными словами, необходимо знать вклад «фоновых» отсчетов, т.е. отсчетов, не связанных с переходами $2P \to 1S$. «Фоновые» отсчеты обусловлены другими переходами в мезоатоме, а также присутствием электронов в первичном пучке.

Определение уровня фона является довольно сложной задачей, решению которой будут посвящены новые исследования. В настоящее время мы можем лишь указать довольно грубые пределы, в которых заключен фон. Из измерений, выпол-

ненных при помощи газового черенковского счетчика, нам известно, что «фоновые» отсчеты в области энергий фотонов $E_\gamma > 4$ МэВ как в случае урана, так и в случае свинца обусловлены в основном фоном электронов. Этот фон слабо зависит от вещества мишени и от номера канала анализатора. Ясно, что частоты счета в уране и свинце в области 8 МэВ являются нижними пределами уровней фона в уране и свинце в интересующей нас области энергий 5 МэВ (рис.3). Верхнему пределу фона будет, очевидно, соответствовать линия, полученная путем плавной интерполяции спектров урана и свинца из областей с $E_\gamma < 5$ МэВ и $E_\gamma > 5$ МэВ (рис.3).

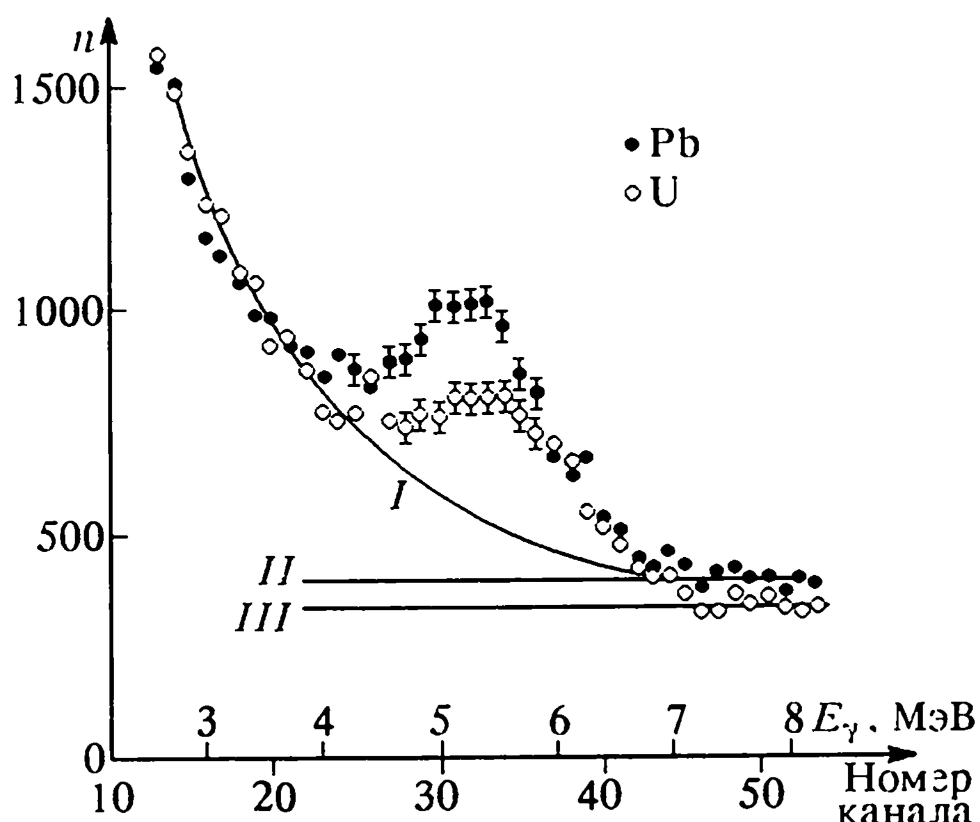


Рис.3. Спектр фотонов от мезосвинца: *I* — верхний предел фона, *II* — нижний предел фона в свинце, *III* — нижний предел фона в уране (*n* — число отсчетов на канал анализатора)

Предполагая, что вероятность безрадиационного перехода в свинце $W_б$ пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью W_γ испускания фотона, и принимая во внимание упомянутые пределы фона, получаем

$$0{,}1 < (W_б / W_\gamma)_{^{238}\mathrm{U}} < 1. \qquad (1)$$

Другую, также грубую оценку фона можно получить из условия, что ширины уранового и свинцового пиков должны быть одинаковы. Из этой оценки получаем $(W_б / W_\gamma)_{^{238}\mathrm{U}} \sim 0{,}2$, т.е. величину, близкую к нижней границе неравенства (1).

На основании изложенного можно заключить, что вероятности безрадиационного и радиационного переходов в ^{238}U сравнимы*, причем, по-видимому, радиационные переходы преобладают.

Предварительные опыты показывают, что безрадиационные переходы имеют место и в ^{232}Th.

В работе Зарецкого [2] предсказывалась для отношения $(W_б / W_{h\nu})_{^{238}\mathrm{U}}$ величина 5—20. Этот результат находится в противоречии с неравенствами (1). Однако в оценке Зарецкого предполагалось, что в ядре урана $\rho\Gamma_я \gg 1$, где ρ — средняя плотность уровней урана, возбуждаемых переходами $2P \to 1S$, а $\Gamma_я$ — средняя их ядерная ширина. В этом случае процессами, в которых возбужденное ядро с мю-

*Наше предварительное сообщение на Киевской конференции (1959 г.) о том, что вероятности безрадиационного и радиационного переходов $2P \to 1S$ в ^{238}U «приблизительно одинаковы», было недостаточно обоснованно.

2*P*-состоянии, можно пренебречь. Как заметил Зарецкий при обсуждении наших результатов, в действительности гипотеза $\rho\Gamma_я \gg 1$ необоснованна. Если $\rho\Gamma_я \ll 1$, то процессами осцилляции мюона между 2*P*- и 1*S*-состояниями с одновременной осцилляцией ядра между возбужденным и основным состояниями пренебрегать нельзя, поэтому отношение $W_б / W_\gamma$ сильно уменьшается [6].

В настоящее время выполняются более точные измерения отношения $W_б / W_\gamma$ для разных мезоатомов.

Авторы искренне благодарят А.И.Алиханова за постоянный интерес к работе и Д.Ф.Зарецкого, ознакомившего нас со своей работой до ее опубликования.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 19 января 1960 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wheeler T.A.* // Rev. Mod. Phys., 1949, vol.21, p.133.
2. *Зарецкий Д.Ф.* // Доклады советских ученых на II Межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
3. *Беловицкий Г.Е., Кашукеев Н.Т., Михул А., Петрашку М.Г., Романова Т.А., Тихомиров Ф.А.* О механизме деления ядер урана под действием медленных μ-мезонов. Препринт ОИЯИ, Дубна, 1959.
4. *Dias T., Kaplan S.N., MacDonald B., Pyle R.V.* // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.3, p.234.
5. *Fitch V.L., Rainwaber T.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.789.
6. *Zaretsky D.F., Novikov V.M.* // Nucl. Phys. (в печати).

О ПОСТАНОВКЕ ОПЫТОВ ПРИ ПОМОЩИ ПУЧКОВ НЕЙТРИНО МЕЗОННОЙ ПРИРОДЫ*

В последнее время широко обсуждается возможность использования пучков нейтрино высокой энергии, испускаемых мезонами, для получения сведений о слабых взаимодействиях [1—5]. В работах Ли и Янга [3] и Кабиббо и Гатто [4] показано, что формфакторы, связанные с присутствием сильновзаимодействующих частиц, прекращают рост сечения реакций типа $\bar{\nu}+p \rightarrow e^{+}+n$ с энергией в области энергий нейтрино 1 ГэВ.

Особое место в обсуждении экспериментов с пучками нейтрино высоких энергий ($\gtrsim$ 1 ГэВ) принадлежит проблеме существования промежуточного мезона (*Б*) в слабых взаимодействиях, поскольку соответствующие опыты могут оказаться выполненными в настоящее время. Р.М.Рындиным и автором [6], а также Ли и Янгом [3] действительно было показано, что промежуточный бозон с массой порядка нуклонной массы может быть обнаружен в реакциях

$$\nu+Z \rightarrow Б+Z+\left\{\begin{matrix}\mu \\ e\end{matrix}\right. ,$$

сечение которых на несколько порядков превышает сечение, характерное для реакций, вызванных нейтрино в случае строго локального взаимодействия.

В [1] для проверки тождественности нейтрино (ν_μ), испускаемых в $\pi-\mu$-распаде, и нейтрино, испускаемых в β-распаде (ν_e), предлагалось использовать пучки $\bar{\nu}_\mu$ с относительно низкой энергией, испускаемых остановившимися μ^{+}-мезонами. Ниже приводятся дополнительные соображения о нейтрино с промежуточной энергией (<300 МэВ) для решения некоторых вопросов физики нейтрино. Эти соображения могут быть полезны при планировании опытов с пучками нейтрино и при проектировании ускорителей, предназначенных для выполнения таких опытов.

Кроме проблемы *Б*-мезона и проблемы энергетической зависимости сечения процессов слабых взаимодействий, для решения которых нейтрино очень высокой энергии явно необходимы, основные качественные вопросы физики нейтрино следующие: 1) являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами; 2) имеет ли место процесс рассеяния нейтрино электронами в первом порядке по константе слабого взаимодействия?

Для экспериментального решения этих проблем нейтрино с промежуточной энергией имеют существенные преимущества: не только их интенсивность по ряду причин может значительно превышать интенсивность нейтрино высокой энергии, но они легко могут быть получены со строго известной энергией, что позволяет дать кинематическую интерпретацию событий, вызванных нейтрино.

---

*ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 4, с.1166—1168.

Источники моноэнергетических нейтрино можно получить при остановке π^+, K^+ и μ^- в веществе*:

Источник нейтрино	Энергия нейтрино (МэВ)
$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$	29,8
$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$	235,7
$\mu^- + Z \to \nu_\mu + \ldots$	~ 100

Необходимо заметить, что именно моноэнергетические ν_μ, а не $\bar{\nu}_\mu$ получаются, если остановить пучок протонов с энергией $\lesssim 1$ ГэВ в блоке тяжелого материала. Остановка в том же блоке вторичных частиц позволяет, согласно приведенным данным, получить нейтрино с известной энергией в довольно хорошо локализованной области. Эти моноэнергетические нейтрино, конечно, сопровождаются фоном непрерывного спектра, особенно ν_e и $\bar{\nu}_\mu$ от распада μ^+-мезона [1].

Так, для проверки тождественности ν_e и ν_μ можно измерять сечение реакции $\nu_\mu + {}^{12}C \to e^- + {}^{12}N$. Энергия электронов, испускаемых налетающими моноэнергетическими ν_μ, известна, время испускания электронов должно совпадать со временем поглощения нейтрино (современная электроника позволяет использовать временные характеристики ускорителей, в том числе циклотрона с пространственным распределением магнитного поля); при этом необходимо зарегистрировать запаздывающие позитроны от распада ${}^{12}N$. Такой опыт можно осуществить при помощи большой пропановой «магнитной» пузырьковой камеры или при помощи электронных методов регистрации частиц. Счет в опытах такого типа сравним со счетом, ожидаемым в опыте, предложенном в [1].

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
13 августа 1960 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1751; IX Межд. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1959.
2. *Schwartz M.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.306.
3. *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.307.
4. *Cabibbo N., Gatto R.* // Nuovo Cim., 1960, vol.15, p.304.
5. *Markow M.A.* Hyperonen und *K*-Mesonen. Verlag der Wissenchaften, Berlin, 1960.
6. *Понтекорво Б., Рындин Р.* // IX Межд. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1959. Обсуждение доклада А.И.Алиханова. См. также доклад Р.Маршака.
7. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1615;
Гандельман Г.М., Пинаев В.С. // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1072;
Hong Yee Chin. // Preprint, Institute for Advanced Study, Princeton, 1960.

*Возможность использовать сильные источники моноэнергетических ν_e ($E \sim 1$ МэВ) от радиоэлементов, испытывающих K-захват, выходит за рамки этой статьи. Эта возможность привлекательна для выполнения опытов о $\nu_e e$-рассеянии в условиях, где события рассеяния подчиняются кинематическому анализу. Здесь можно упомянуть о возможности, заключающейся в том, что астрофизические эффекты, связанные с процессами $\nu_e e$-рассеяния, помогут решить проблему о существовании этих процессов [7].

ON THE INTERMEDIATE BOSON IN WEAK INTERACTIONS*

In collaboration with R.M.Ryndin

The question as to whether weak interaction processes are mediated through a vector B boson has already been raised [1]. The small probability of the process $\mu \to e + \gamma$ can hardly be conciliated with the intermediate boson assumption if in nature there exists only one type of neutrino-antineutrino pairs [2]. However, if «electron» (ν_e) and «muon» (ν_μ) neutrinos are different particles, there are no arguments against this assumption. Even more, it can be said that the existence of the B boson would practically prove that muon and electron neutrinos are different particles.

According to Lee and Yang [3], the nonlocality of the μ decay connected with the B boson affects the Michel parameter and the μ-decay rate. However, the accuracy of the measurements is entirely insufficient to determine possible limits on the B-meson mass. Below are discussed some consequences of the B-particle assumption.

If there exists a B meson, all the known weak interaction processes will be of the second order in the constant g_B coupling the B-meson field with various fermion pairs. The Fermi constant G ($G \simeq 10^{-5}/M^2$, $h = c = 1$, M — nucleon mass) is then a phenomenological constant: $G \sim g_B^2/m_B^2$ (m_B is the B-meson mass). Assuming, e.g., $m_B \sim M$, we get $g_B^2 \sim 10^{-5}$, which is only thousand times less than e^2. It is hardly possible to get some information on the existence of the B meson by studying ordinary weak interaction processes in which virtual B mesons are involved. Consequently, we turn our attention to the processes involving the production of real B mesons.

It is clear that B mesons will decay, in particular, as follows:

$$B \to \mu + \nu, \quad B \to e + \nu, \quad B \to \pi + \pi.$$

The decay rate of the B meson is of the order of 10^{18} sec^{-1}. As the mean life is relatively short, the collisions in which real B mesons are generated will simulate stars with apparent production of muons and electrons, although these leptons are emitted with a characteristic time uncomparably greater than the collision time. Therefore, the B-particle existence implies that processes apparently accompanied by lepton emission become relatively probable when the collision energy in the c.m.s. is greater than the B-meson mass: in high-energy stars there will be emitted muons and electrons with a probability only five or six orders of magnitude smaller than the emission probability of pions, a fact which might help to prove experimentally the B-particle existence. Putting aside the processes of B-meson

*JINR, D-577, Dubna, 1960. This paper was reported at the IX Conference on High Energy Physics, Kiev, 1959.

production by strong interacting particle and B-meson photoproduction processes (the cross section of which contains a factor $g_B^2 e^2$), we will consider some processes of first or zero orders in g_B, especially attractive from the experimental point of view.

1. «Electromagnetic» production of B-meson pairs:

$$\gamma + A \rightarrow B^+ + B^- + A,$$

$$\pi + A \rightarrow B^+ + B^- + A.$$

The cross sections contain the factors $Z^2 e^6$ and $Z^2 e^4 g_\pi^2$, respectively.

2. The production of a B meson by neutrinos in the field of a nucleus:

$$\nu + A \rightarrow \begin{cases} B + e + A, \\ B + \mu + A. \end{cases}$$

Clearly the processes 2 are the only first order processes in g_B, which may be induced by neutrinos. The probability of such processes is relatively suppressed because of the large value of m_B. Dimension arguments suggest that the cross section for neutrino induced processes 2 is about $Z^2 g_B^2 e^4 m_B^{-2}$. At neutrino energies of a few GeV the cross section for B-meson production in collisions with lead nuclei attains a value of about 10^{-34} cm^2, which is quite a reasonable value from the point of view of people wishing to plan experiments on the subject. Events of B-meson production will simulate, for example, the generation of electron, muon and μe pairs. In the experiment an attempt must be undertaken to observe (let us say with a xenon bubble chamber or by means of electronic methods) individual events induced by very hard neutral radiation from an accelerator, under such conditions of shielding, that effects produced by neutral radiation either are negligible or can be evaluated.

Eventually, it may be noted that quite a part from the possibility of parity nonconservation in strong interactions, the *real* production of B mesons with their subsequent disintegration into pions will simulate parity nonconservation in strong interactions at high energies (in about 10^{-5} of the total number of events).

The authors are grateful to Ya.B.Zeldovich and Chou Kuang-chao for useful discussions.

Joint Institute for Nuclear Reseach

REFERENCES

1. *Feynman R.P., Gell-Mann M.G.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.193.
2. *Feinberg G.* // Phys. Rev., 1958, vol.110, p.1482.
3. *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1957, vol.108, p.1611.

1961

НЕЙТРИНО И ПЛОТНОСТЬ МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ*

Совместно с Я.А.Смородинским

Рассматривается возможность того, что плотность энергии нейтрино и антинейтрино во Вселенной сравнима с плотностью энергии, связанной с массой покоя водорода, или больше ее. Предположение о большой плотности энергии нейтрино и антинейтрино не противоречит существующим экспериментальным данным. Обсуждаются способы проверки этого предположения, которое возникает при обсуждении PC-асимметрии мира совместно с гипотезой о существовании антимиров. Подчеркивается большая роль фермиевского $(e\nu)(e\nu)$-взаимодействия в обеспечении перекачивания энергии в $\nu\bar{\nu}$-компоненту. Показано, что малая величина плотности «видимой» кинетической энергии (несравнимо меньшей плотности энергии, связанной с массой покоя нуклонов) не противоречит гипотезе об отделении вещества от антивещества вследствие флуктуаций в зарядово-симметричной Вселенной. Флуктуационная гипотеза требует только, чтобы когда-то в прошлом существовала плотность энергии нейтрино и антинейтрино, на много порядков превышающая плотность энергии нуклонов.

Введение

До сих пор не существует обоснованных оценок плотности нейтрино и антинейтрино в пространстве. Так как эти частицы ничтожно мало поглощаются в плотных веществах и условия их рождения в прошлом неизвестны, их число могло бы достичь очень больших величин. Хотя общепринято считать, что материя во Вселенной представлена в основном водородом, возникает естественный вопрос: не может ли энергия, приходящаяся на нейтрино и антинейтрино во Вселенной, оказаться сравнимой или даже большей полной энергии водорода?

Зарядовая асимметрия мира и флуктуационная гипотеза

Предположение о большом количестве ν и $\bar{\nu}$ во Вселенной возникает, например, при обсуждении вопроса о зарядовой (точнее, PC) асимметрии Вселенной. В литературе неоднократно обсуждалась возможность существования антимиров, возникших в результате флуктуаций в зарядово-симметричной Вселенной. Хотя сейчас не существует никаких экспериментальных оснований, указывающих на реальное существование антимиров, нам кажется интересным

*ЖЭТФ, 1961, т.41, вып.1, с.239—243.

отметить, что флуктуационная гипотеза требует, чтобы во Вселенной существовал (сейчас или когда-то в прошлом) большой зарядово-симметричный «фон». Такой фон в принципе должен был бы состоять в значительной степени из ν и $\bar{\nu}$, плотность которых одинакова. Поэтому флуктуационная гипотеза в принципе приводит к следствию, которое могло бы быть проверено в «земных» условиях. Заметим сразу же, что если бы такой фон существовал сегодня, то измерение потоков и энергии ν и $\bar{\nu}$ дало бы значение очень важного параметра — средней плотности энергии во Вселенной. Сейчас плотность энергии во Вселенной оценивается по «размазыванию» галактик. Все астрономические оценки сейчас сходятся на том, что средняя плотность таких «размазанных» галактик не превышает 10^{-29} г/см^3 (10^{-2} МэВ/см^3) или меньше 10^{-5} протонов в 1 см^3 [1]*.

Из уравнений общей теории относительности следует, что средняя энергия релятивистских частиц (нейтрино, в нашем случае) падает пропорционально кривизне пространства a^{-1} (плотность энергии этих частиц падает как a^{-4}). Иными словами, в прошлом средняя энергия нейтрино должна быть больше современной энергии во столько раз, во сколько раз была больше кривизна. Поэтому в прошлом, когда плотность материи была колоссальной, плотность энергии нейтрино могла на много порядков превышать плотность энергии нуклонов. Это и могли быть условия, при которых происходили флуктуации. При этом механизм флуктуаций не обсуждается, в частности остается открытым вопрос о «первичности» $\nu\bar{\nu}$-пар. По крайней мере сейчас мы не можем ничего об этом сказать. Заметим только, что с нашей точки зрения никак не исключается присутствие антивещества в нашей галактике.

Ясно, что оценка плотности энергии ν и $\bar{\nu}$ во Вселенной зависит в сильной степени от конкретной космогонической модели. Подчеркиваем еще раз, что флуктуационная гипотеза требует, чтобы во Вселенной сейчас или когда-то существовал большой симметричный фон нейтральных частиц.

Если сейчас плотность энергии ν и $\bar{\nu}$ оказалась бы малой по сравнению с плотностью энергии нуклонов (что довольно правдоподобно), все же не возникло бы никакого противоречия с флуктуационной гипотезой.

В то же время существующие экспериментальные данные, которые обсуждаются ниже, не исключают даже больших (т.е. сравнимых с плотностью энергии нуклонов) значений энергетической плотности ν и $\bar{\nu}$, при этом и большие величины ($\gtrsim$ 100 МэВ) средней энергии не исключены априори. Поэтому представляется важным проверить, не является ли вклад нейтрино в общую плотность энергии во Вселенной существенным даже и в настоящее время (с другой точки зрения на важность этой задачи было указано в [3,4]).

---

*Вопрос о плотности материи во Вселенной особенно важен для выбора космогонической модели мира. Величина средней плотности, отвечающей плоской Вселенной (переход от закрытой модели к открытой), составляет приблизительно $5\cdot10^{-29}$ г/см^3 [2]. В связи с тем, что в последнее время шкала космических расстояний увеличилась более чем в два раза, эту величину надо уменьшить примерно до $2\cdot10^{-29}$ г/см^3, что близко к приведенной оценке плотности. Величина нейтринной компоненты, таким образом, может оказаться определяющей.

Универсальное слабое взаимодействие и перекачивание энергии в $\nu\bar{\nu}$-компоненту

Если серьезно обсуждать возможность существования плотности энергии ν и $\bar{\nu}$, сравнимой с 10^{-2} МэВ/см^3, то естественно возникает вопрос, почему же во Вселенной нет интенсивного потока γ-лучей с энергией и плотностью энергии, сравнимой с энергией предполагаемого лептонного потока? Сразу можно ответить, что энергия от аннигиляционных фотонов (от распада π-мезонов) естественно деградирует в условиях заметных плотностей вещества благодаря их взаимодействию, что и объясняет отсутствие высокоэнергичных фотонов. Однако эта «деградированная» энергия не может исчезать и, на первый взгляд, должна появляться во Вселенной в виде тепловой энергии, фотонной энергии и т.д. в количестве, не меньшем, чем энергия, связанная с массой покоя нуклонов. Однако известно, что плотность тепловой и фотонной (т.е. «симметричной») энергии во Вселенной мала по сравнению с плотностью («несимметричной») энергии, связанной с массой покоя, и это кажется трудно объяснимым (если плотность ν и $\bar{\nu}$ сравнима сегодня с плотностью нуклонов). Такое возражение может быть ликвидировано, если существует рассеяние нейтрино электронами (как это, например, должно быть в теории универсального взаимодействия Ферми). Тогда в электромагнитных процессах вместо испускания фотонов становится возможным испускание пары $\nu\bar{\nu}$ (через виртуальную или реальную пару e^+e^- [5]). При очень высоких температурах и плотностях (тем более, при условиях, которые нас теперь интересуют) испускание пар $\nu\bar{\nu}$ становится единственным эффективным механизмом излучения энергии плотными телами [5—8].

Существующие сведения о плотности энергии ν и $\bar{\nu}$

Обсудим теперь экспериментальные данные о плотности энергии ν и $\bar{\nu}$ в пространстве. Прямые сведения о максимальных плотностях ν и $\bar{\nu}$ можно получить из предположения, что в опытах Райнеса и Коуэна [9] и Дэвиса [10], выполненных при помощи реактора, эффект, который наблюдали при выключенном реакторе, обусловлен целиком нейтральными лептонами из космического пространства. В опыте Райнеса и Коуэна могли регистрироваться антинейтрино с энергией 3—10 МэВ; из опыта следует, что поток антинейтрино с энергией от 3 до 10 МэВ космического пространства не может заметно превышать 10^{13} см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$. Это соответствует максимальной энергетической плотности антинейтрино, имеющих энергию от 3 до 10 МэВ, по порядку величины равной 10^3 МэВ/см^3.

Что же касается антинейтрино высокой энергии, то отбор событий типа $\bar{\nu}+p\to n+e^+$ в опыте Райнеса и Коуэна намеренно не дал возможности регистрировать $\bar{\nu}$ с энергией $\gg 10$ МэВ, и поэтому опыт не дает никаких сведений о $\bar{\nu}$ высокой энергии.

В опытах Дэвиса показано, что

$$c\int_0^\infty \rho(E)\,\sigma(E)\,dE \lesssim 1{,}1\cdot 10^{-33}\ \text{с}^{-1},$$

где $\rho(E)$ — плотность космических нейтрино с энергией E (включая нейтрино от Солнца) в единицах $\text{МэВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$ и $\sigma(E)$ — сечение реакции $\nu + {}^{37}\text{Cl} \to$ $\to {}^{37}\text{Ar} + e^-$. Это сечение, грубо говоря, пропорционально квадрату энергии нейтрино в области от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ. Из анализа опыта Дэвиса следует, что плотность энергии нейтрино космического пространства с энергией в несколько МэВ не может превышать нескольких десятков МэВ в 1 см^3. Для нейтрино же с энергией порядка 1 ГэВ, которые будут вызывать расщепление аргона, опыт Дэвиса явно не может дать никаких сведений. Что же касается нейтрино с энергией до 100 МэВ, то оценка плотности энергии этих нейтрино получается при предположении, что детектор Дэвиса был облучен моноэнергетичными нейтрино с энергией, равной максимальной энергии, при которой отдача нуклона не мешает образованию ${}^{37}\text{Ar}$ (скажем, $E \sim 70$ МэВ). И в этом крайнем случае максимальная (т.е. допустимая опытом) плотность энергии этих нейтрино порядка нескольких МэВ в 1 см^3 и значительно превышает $W_{\text{H}}^{\max}$ — максимальную величину плотности энергии водорода ($W_{\text{H}}^{\max} \sim 10^{-2}$ МэВ/см^3) во Вселенной.

Рассмотрим теперь, какие сведения можно получить из опытов, выполненных под землей. На больших глубинах нейтрино и антинейтрино от космического пространства будут рождать заряженные лептоны, распределяющиеся изотропно с не зависящей от глубины интенсивностью. Если их энергия значительно превышает энергию покоя мюона, то ν и $\bar{\nu}$ будут эффективно образовывать мюоны. Последние должны замедляться и останавливаться, и в условиях равновесия число образованных мюонов равняется числу остановившихся. Из измерений [11] на глубине 6000 г/см^2 следует, что число остановившихся в эмульсиях мюонов, приходящих в эмульсию из нижней полусферы, порядка 10^{-8} $\text{с}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$. Это число можно рассматривать как максимально возможное число мюонов, образованных космическими нейтрино (поскольку приходящие в эмульсию из нижней полусферы мюоны, конечно, могут возникать от распада пионов, испускаемых в звездах, образованных проникающей компонентой). Из этого следует, что

$$c \int_0^\infty \rho(E)\,\sigma(E)\,dE \lesssim 10^{-32}\ \text{с}^{-1},$$

где $\sigma(E)$ — нейтринно-нуклонное сечение. Для нейтрино и антинейтрино с энергией около 1 ГэВ значение σ находится в интервале 10^{-38}—10^{-39} см^2 [12], так что подземные измерения интенсивности медленных мюонов требуют, чтобы плотность энергии ν и $\bar{\nu}$ с энергией 1 ГэВ была $\lesssim 10^{-1}$ МэВ/см^3. Эта величина довольно близка к величине $W_{\text{H}}^{\max}$.

Даже меньший предел возможной плотности энергии ν и $\bar{\nu}$ с энергией порядка 1 ГэВ получится, если исходить из результатов опытов, выполненных [13] при помощи телескопа счетчиков при глубине порядка 10^5 $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$. Эти данные, одна-

ко, трудно интерпретировать с нашей точки зрения, так что можно только сделать вывод о том, что максимальная плотность энергии ν и $\bar{\nu}$, с энергией больше или равной 1 ГэВ, не может сильно превышать $W_{\text{Н}}^{\max}$ и, вероятно, меньше $W_{\text{Н}}^{\max}$. Во всяком случае, при современных условиях техники эксперимента вполне реальной становится задача регистрации потока нейтрино и антинейтрино, по порядку величины равного 10^5 см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$ и имеющего энергию около 1 ГэВ. Эта задача представляется гораздо менее сложной, чем широко обсуждавшаяся в последнее время задача — зарегистрировать нейтрино от ускорителя (вопрос обсуждался, в частности, на конференциях по физике высоких энергий в Киеве и Рочестере). В таком потоке будет рождаться внутри Земли 10—100 изотропно распределенных заряженных частиц (электроны и мюоны) в день на тонну вещества.

Необходимо подчеркнуть, что при энергиях ν и $\bar{\nu}$ порядка или меньше $m_\mu c^2$ образование мюонов нейтрино невозможно; подземные измерения никак не исключают энергетической плотности ν и $\bar{\nu}$ больше чем $W_{\text{Н}}^{\max}$.

Опыты по регистрации ν и $\bar{\nu}$ в составе космических лучей обсуждались ранее [14], причем предполагалось, что эти частицы образуются в столкновениях «протонов космического излучения» с земной атмосферой или с межзвездным веществом. Ясно, что в этом случае число нейтрино очень невелико, и это видно сразу хотя бы из-за крайне малой интенсивности высокоэнергетичных γ-лучей от распада π^0-мезонов.

Заключение

Из сказанного выше следует, что априори нельзя отвергнуть возможность того, что во Вселенной плотность энергии нейтрино и антинейтрино сравнима или больше средней плотности энергии, связанной с массой покоя протонов. Это должно быть проверено опытом.

В заключение заметим, что в условии очень больших плотностей и энергии преобладание «симметричной» формы энергии в виде пар $\nu\bar{\nu}$ над другими симметричными формами энергии есть довольно общее свойство, связанное с рассеянием нейтрино электронами, и может представлять интерес даже вне связи с флуктуационной гипотезой. Вообще механизм «перекачивания» энергии в нейтринную компоненту мог бы привести к значительной плотности ν и $\bar{\nu}$ во Вселенной. Существование этого механизма поставит под сомнение оценки плотности материи во Вселенной, сделанные с учетом только «видимой» формы материи.

Следует подчеркнуть, что экспериментальное опровержение гипотезы о существовании данной плотности энергии $\int \rho(E) E\, dE$ нейтрино и антинейтрино во Вселенной становится тем труднее, чем меньше их средняя энергия. Грубо говоря, плотность энергии ν и $\bar{\nu}$, которую можно экспериментально обнаружить, обратно пропорциональна квадрату энергии нейтральных лептонов в области энергий больших, чем несколько МэВ. При меньших энергиях трудность их регистрации

колоссальна. Так, например, гипотезу о существовании плотности ν и $\bar{\nu}$, равной или больше W_H^{max}, нетрудно проверить на опыте (ее, может быть, уже опровергают существующие данные о подземной интенсивности мюонов), если энергия нейтрино $\gtrsim$ 1 ГэВ. Если же ν и $\bar{\nu}$ имеют энергию порядка 100 МэВ, проверка гипотезы реальна, но встречается со значительными трудностями. При энергии нейтрино около 1 МэВ трудно опровергнуть в опытах существование плотностей энергии ν и $\bar{\nu}$, даже на много порядков превышающих W_H^{max} *.

Для измерения потоков нейтральных лептонов с энергией 1 ГэВ удобнее всего регистрировать вторичные мюоны, образованные нейтрино [14,15]. В области энергий ν и $\bar{\nu}$ в интервале от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ постановки опытов Райнеса—Коуэна и Дэвиса вполне приемлемы. Что же касается регистрации ν и $\bar{\nu}$ с энергией меньше 1 МэВ, нам представляется, что единственная возможность — использование нейтринно-электронного рассеяния. К сожалению, сегодня это только принципиальная возможность.

Авторы благодарят А.Г.Масевич и С.Б.Пикельнера за ценные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
7 февраля 1961 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Аллен С.В.* Астрофизические величины. М.: Изд-во ИЛ, 1960.
2. *Смородинский Я.А.* // Труды 7-го совещания по космогонии. М., 1957.
3. *Харитонов В.М.* // Совещание по физике элементарных частиц, Ереван, 1960.
4. *Marx G., Menyhard N.* // Science, 1960, vol.131, p.299.
5. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1615.
6. *Гандельман Г.М., Пинаев В.С.* // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1072.
7. *Chiu H.Y., Morrison P.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.5, p.573.
8. *Chiu H.Y., Stabler R.* Neutrino Emission Processes and Stellar Evolution. Preprint, 1960.
9. *Reines F., Cowan C.L.* // Proc. of the 2nd Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
10. *Davis R.* // Bull. Amer. Phys. Soc., 1959, vol.4, p.217.
11. *George G.E.P., Evans I.* // Proc. Phys. Soc., 1950, vol.A63, p.1248; 1951, vol.A64, p.193.
12. *Lee T.D., Yang L.N.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.307;
Cabibbo N., Gatto R. // Nuovo Cim., 1960, vol.15, p.304.
13. *Miezowicz M., Turkiewicz L., Massalski T.M.* // Phys. Rev., 1950, vol.77, p.380.
14. *Markov M.A.* // Proc. of the Rochester Conf., Univ. of Rochester, 1960, p.578, 580, 874.
15. *Зельдович Я.Б., Смородинский Я.А.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.9.

*Однако плотности нейтрино $W \gg H$ противоречат космологическим данным [15].

НАБЛЮДЕНИЕ РЕАКЦИИ $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$*

Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым

При помощи диффузионной камеры, наполненной ${}^3He$, наблюдалась реакция $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$. Измерение энергии отдачи ${}^3H$ позволило определить верхний предел массы нейтральной частицы, испускаемой при захвате мюонов нуклонами ($m_\nu < 6$ МэВ). По предварительным данным вероятность этой реакции оказывается равной $(1{,}30 \pm 0{,}40)$ 10^3 c^{-1} и согласуется с теоретической величиной, предсказываемой универсальной теорией слабых взаимодействий.

Среди процессов слабых взаимодействий нестранных частиц одним из наименее изученных процессов является захват мюона нуклоном. Исследование еще не наблюдавшегося захвата μ^--мезона свободным протоном представляет большой интерес, однако интерпретация экспериментальных результатов будет усложняться различными молекулярными эффектами [1]. В опытах по захвату мюонов в сложных ядрах измерялась, в основном, суммарная вероятность разных переходов [2]. Единственным определенным переходом, изучавшимся подробно, является процесс поглощения мюона ядром ${}^{12}C$ с образованием ${}^{12}B$ [3,4]. Но и в этом случае интерпретация результатов опытов затрудняется недостаточно точным знанием ядерных волновых функций и рядом других причин. К тому же результаты измерений, выполненных разными группами, пока не согласуются.

Интерес к экспериментальному изучению реакции захвата медленных μ^--мезонов в ${}^3He$ с образованием в конечном состоянии трития и нейтрино



$$\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu \qquad (1)$$

обусловлен тем, что теоретические расчеты [5,6] вероятности этого процесса, основанные на известной величине ft для β-распада трития, имеют высокую точность. Измерение вероятности процесса (1) позволит определить эффективную мюон-нуклонную константу взаимодействия и проверить, таким образом, справедливость теории универсального слабого взаимодействия [7].

Определение энергии трития, образующегося в процессе (1), дает, наряду с этим, возможность прямым способом оценить верхний предел массы нейтральной частицы, испускаемой при захвате мюона, и доказать тем самым существование процесса [8]



$$\mu^- + p \to n + \nu, \qquad (2)$$

*ЖЭТФ, 1961, т.41, вып.6, с.1804—1808.

который, хотя и является общепринятым, до сих пор не наблюдался достаточно уверенно ни на свободных протонах, ни на сложных ядрах*.

Ниже описываются первые результаты изучения реакции (1).

В связи с тем, что ^{3}Не является редким изотопом, для исследования захвата мюонов в ^{3}Не первоначально мы предполагали использовать смесь водорода с гелием, надеясь на эффективный перехват мюонов из состояния мезоводорода, подобно известному перехвату мюонов дейтерием и другими ядрами. Однако, как показали эксперименты, проведенные нами при помощи диффузионной камеры, наполненной смесью водорода и гелия, а также теоретические оценки С.С.Герштейна, эффективный перехват мюонов гелием даже при концентрации гелия, равной 15%, в этих условиях не происходит. Поэтому в последующих опытах пришлось использовать чистый ^{3}Не.

В опытах применялась диффузионная камера, наполненная ^{3}Не до давления 20 атм. Чистота использовавшегося газа была лучше 99,999%. Примесь трития составляла около 10^{-15}. Упругость паров метилового спирта в чувствительном слое камеры составляла меньше 50 мм рт. ст. Камера находилась в магнитном поле напряженностью 6000 Э и располагалась в пучке мезонов с импульсом 217 МэВ/с, выведенном из синхроциклотрона ОИЯИ. Торможение мезонов и отделение мюонов от пионов осуществлялось медным фильтром, помещавшимся вблизи камеры. Были приняты специальные меры для защиты камеры от тепловых нейтронов, которые с большим сечением вызывают реакцию



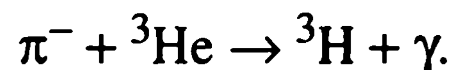
$$n + {}^3\mathrm{He} \rightarrow p + {}^3\mathrm{H}, \qquad (3)$$

создавая значительный фон и большую ионную загрузку в камере.

До сих пор в «мюонной экспозиции», т.е. экспозиции, в которой толщина фильтра соответствовала максимальному числу остановившихся в камере мюонов, было получено около 6000 фотографий остановок мезонов в ^{3}Не. Идентификация реакции (1) основывалась на том, что ядро трития отлетает со строго определенной энергией (1,897 МэВ) и, следовательно, имеет определенный пробег. Анализировались однолучевые звезды, образованные остановившимися мезонами. На рис.1 представлен спектр пробегов вторичных заряженных частиц, остановившихся в чувствительном слое камеры («мюонная гистограмма»). Пунктиром на этом рисунке нанесены шесть случаев, идентифицированных с меньшей достоверностью из-за плохих условий видимости или из-за того, что след остановившегося мезона был коротким. Для выяснения вопроса о фоне, который могут создать остановившиеся пионы, присутствующие в качестве примеси в «мюонной экспозиции», было проанализировано 1200 пионных звезд, полученных в отдельном опыте («пионная экспозиция»), в котором толщина фильтра выбиралась так, чтобы получить максимум пионных остановок в камере. Гистограмма пробегов продуктов пионных звезд, остановившихся в чувствительном слое камеры, показана на том же рисунке заштрихованными прямоугольниками («пионная гистограм-

*Наиболее непосредственное измерение энергии, уносимой нейтральной частицей в процессе захвата мюона ядром, было сделано, по-видимому, Фраем [9], тем не менее его данные не позволяют сделать надежной оценки массы нейтральной частицы.

ма»). Последняя гистограмма «нормирована» на площадь «мюонной гистограммы» в области пробегов от 5,00 до 6,00 мг/см^2, где в основном должны находиться события радиационного захвата π^--мезонов в ^{3}He:



$$\pi^- + {}^3\mathrm{He} \to {}^3\mathrm{H} + \gamma.$$

Из полученного числа звезд в указанной области пробегов следует, что примесь остановившихся в камере пионов в «мюонной экспозиции» составляла ~ 2%. Эта оценка согласуется с независимым определением примеси пионов, сделанным по полному числу звезд при заполнении камеры ^{4}He.

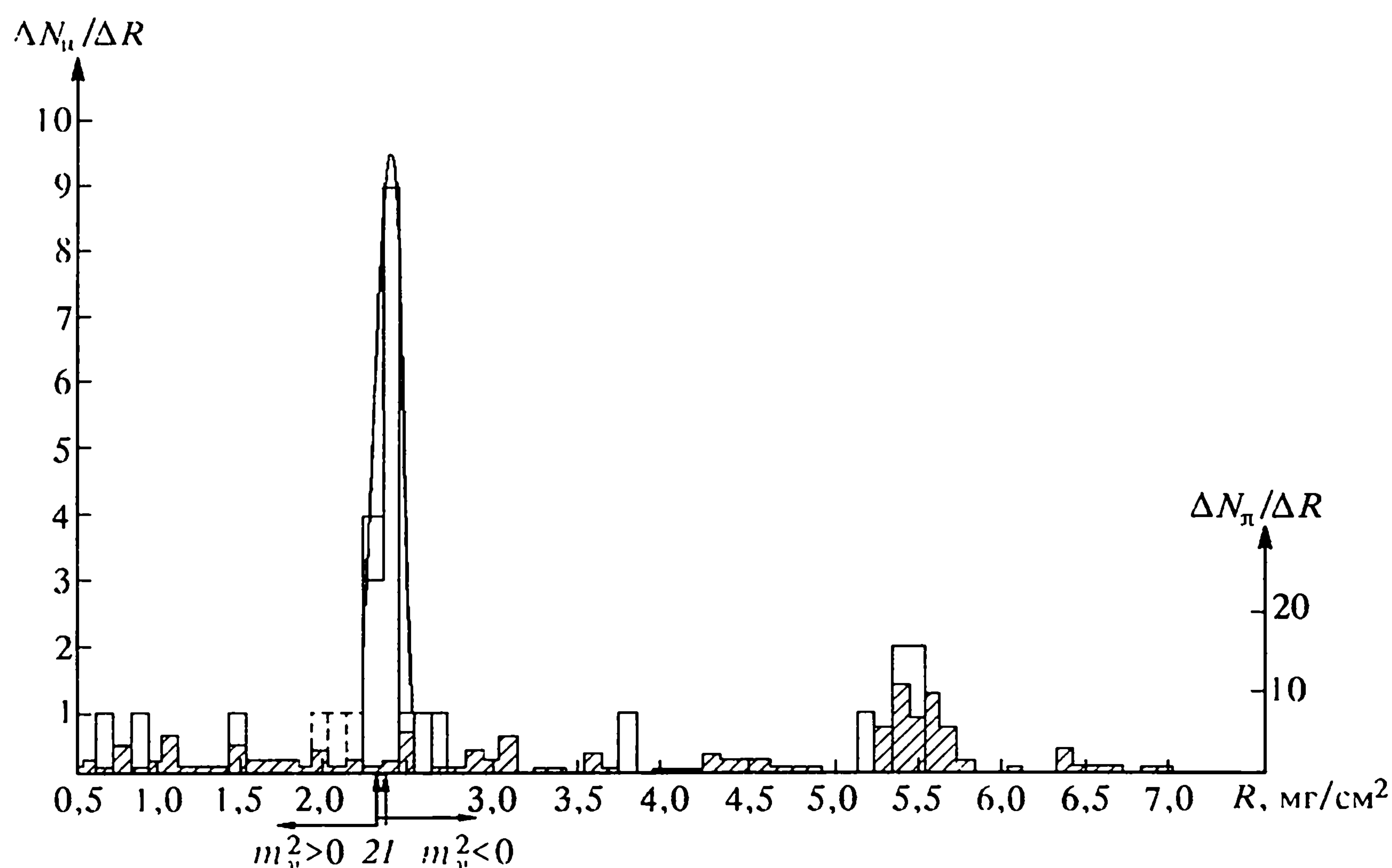


Рис.1. Спектр пробегов остановившихся в чувствительном слое камеры частиц, связанных с остановками мезонов: $\Delta N_\mu/\Delta R$ — число случаев на интервал пробегов, полученное в «мюонной экспозиции»; $\Delta N_\pi/\Delta R$ — то же, полученное в «пионной экспозиции». Стрелкой *1* указан экспериментальный пробег трития в реакции (1), стрелкой *2* — ожидаемый пробег трития в реакции (1), вычисленный по соотношению пробег — энергия [10] в предположении, что масса нейтрино равна нулю

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что звезды, зарегистрированные в «мюонной экспозиции» во всем рассматриваемом интервале пробегов, образованы в основном пионами, за исключением области около 2,40 мг/см^2, где, можно думать, наблюдается моноэнергетическая группа частиц, образованная остановившимися мюонами. Оценка абсолютного разброса значений пробегов производилась на основании измерения большого числа суммарных пробегов протона и трития, образованных в ^{3}He тепловыми нейтронами в реакции (3). Число таких событий на каждом кадре было около 20. Средняя квадратичная ошибка

пробега в этих измерениях получилась равной 0,06 мг/см^2. Кривая ошибок с этой полушириной и нанесена на рис.1 для иллюстрации масштаба разброса измеренных пробегов моноэнергетических частиц.

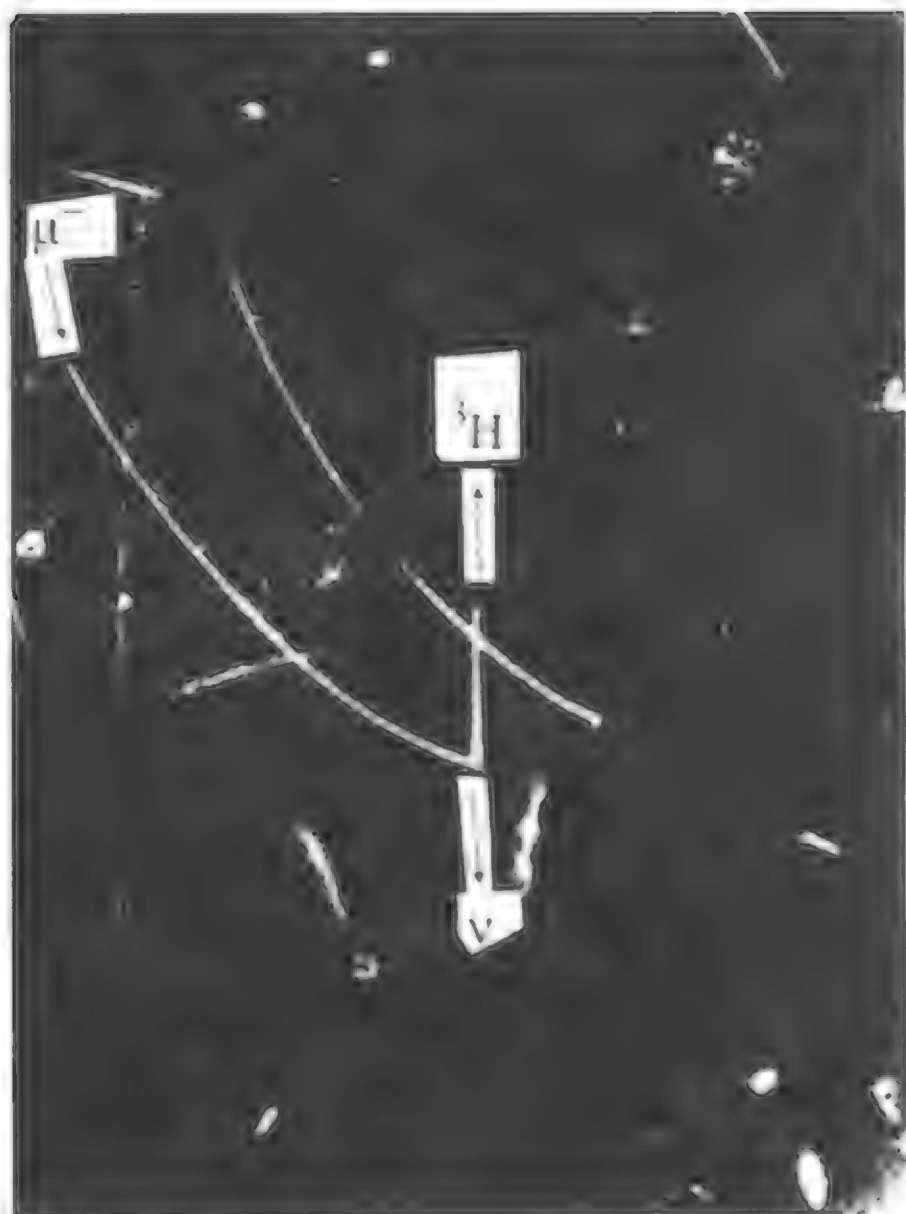


Рис.2. Типичная фотография реакции $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$. Короткие следы, видимые на фотографии, образованы тепловыми нейтронами в реакции $n + {}^3He \to {}^3H + p$ ($R_{{}^3H} + R_p = 0{,}86$ мг/см^2)

Видно, что группа частиц с пробегами около 2,40 мг/см^2 действительно может рассматриваться как моноэнергетическая. Энергия этих частиц согласуется с ожидаемым значением энергии ^3H в процессе (1). Это означает, что при захвате мюона в ^3He имеется переход, в котором должна испускаться только одна нейтральная частица. При этом ее масса очень мала и совместима с величиной, равной нулю (см. ниже), а ее спин должен быть полуцелым. Можно считать, что нами наблюдались 14 случаев захвата μ^--мезонов в ^3He с образованием трития и нейтрино в конечном состоянии. Типичная фотография процесса (1) приведена на рис.2. Среднее значение пробега трития, определенного по 14 случаям, составляет $2{,}37 \pm 0{,}02$ мг/см^2.

Пользуясь этим значением пробега и экспериментальными данными об ионизационных потерях энергии протонов в гелии [10], можно оценить верхнюю границу массы нейтральной частицы, испускаемой в процессе захвата мюонов нуклонами. При этом оказывается, что с вероятностью 99% ее масса меньше 6 МэВ. Массы участвующих в процессе (1) заряженных частиц принимались следующими: $m_{{}^3He} = 2808{,}22$ МэВ, $m_{{}^3H} = 2808{,}75$ МэВ, $m_\mu = 105{,}65$ МэВ.

Следует заметить, что приведенная оценка включает только статистические ошибки в определении пробега трития и не учитывает возможных систематических погрешностей, которые несомненно могут иметь место, в частности, при переходе от пробега к энергии. Поэтому более реальным выводом будет утверждение, что конечную величину массы мюонного нейтрино, испускаемого в реакции (1), наблюдать нам не удалось, а масштаб неопределенности в массе нейтрино, как это показывает анализ разных погрешностей, составляет около 8 МэВ.

Вероятность реакции (1) Λ может быть практически определена как отношение числа случаев этой реакции к полному числу остановок мюонов в ^3He, умноженное на известную вероятность μ–e-распада. Наблюдаемое число случаев

(1) и число остановок мюонов, удовлетворяющих принятым критериям отбора (5196), были исправлены с учетом эффективности регистрации в камере ядер трития с соответствующим пробегом и эффективности просмотра. Эффективность регистрации трития была определена из анализа спектра видимых длин следов заряженных частиц в пионных звездах и составляла $(88 \pm 4)\%$. Эффективность просмотра определялась по результатам независимого повторного просмотра части материала и оказалась равной 94%.

Принимая для времени жизни мюона значение $2{,}21 \cdot 10^{-6}$ с, величину Λ получаем равной $(1{,}30 \pm 0{,}40) \cdot 10^3$ с$^{-1}$. Этот результат следует сравнивать с теоретической величиной $(1{,}54 \pm 0{,}08) \cdot 10^3$ с$^{-1}$, полученной Вольфенштейном [6] на основе теории универсального слабого взаимодействия и являющейся, по-видимому, наиболее точной среди теоретических величин Λ.

Достоверность согласия полученного результата с теорией невелика из-за его большой статистической ошибки, и поэтому в настоящее время нами ведется работа по улучшению статистической точности результатов. Можно заметить, однако, что точность ~ 30%, с которой уже проверена в описанном выше опыте теория универсального взаимодействия, сравнима с точностью проверки этой теории [6] опытами по исследованию чистого гамов-теллеровского перехода в реакции $\mu^- + {}^{12}C \to {}^{12}B + \nu$. Полученный нами результат дает первые грубые сведения о величине векторной константы μ-нуклонного взаимодействия, знак которой, как известно [11], противоположен знаку аксиально-векторной константы.

Если предположить, что сверхтонкие состояния мезоатомов ${}^3He$ населены статистически (в пользу этого имеются сильные теоретические аргументы [12]), то вероятность реакции (1) определяет величину $3G_G^2 + G_F^2$, где G_G и G_F есть гамов-теллеровская и фермиевская эффективные константы связи. Для нашей цели приближенно их можно выразить через аксиально-векторную $g_A^{(\mu)}$ и векторную $g_V^{(\mu)}$ константы:

$$G_F = g_V^{(\mu)}, \quad G_G \approx g_A^{(\mu)}.$$

Комбинируя наиболее точную величину вероятности реакции $\mu^- + {}^{12}C \to$ $\to {}^{12}B + \nu$, равную $(6{,}31 \pm 0{,}24) \cdot 10^3$ с$^{-1}$ [4], со значением вероятности процесса $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$, получим, что $|g_V^{\mu}| < 2\,|g_A^{\mu}|$ с вероятностью 90%.

Авторы выражают глубокую благодарность П.Л.Капице, В.П.Пешкову, В.М.Кузнецову и А.И.Филимонову за неоценимую помощь в проведении очистки ${}^3He$ от трития в ИФП АН СССР и С.С.Герштейну за многочисленные полезные дискуссии. Мы благодарны В.П.Джелепову и Л.И.Лапидусу за интерес к работе, а также Г.М.Александрову, В.В.Кузнецову, Н.В.Лебедеву, В.И.Орехову, В.Ф.Поенко, А.Г.Потехину, Д.Б.Понтекорво и И.В.Фаломкину за помощь в подготовке аппаратуры и участие в измерениях.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
25 июля 1961 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Герштейн С.С., Зельдович Я.Б.* // УФН, 1960, т.71, с.581;
   Weinberg S. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.575.
2. *Sens J.C.* // Phys. Rev., 1959, vol.113, p.679.
3. *Burgman J.O., Fisher J., Leontic B., Lundby A., Mennier R., Stroot J.P., Teja J.D.* // Phys. Rev. Lett., 1958, vol.1, p.469;
   Harrison F.B., Argo H.V., Kruse H.W., McGuire A.D. // Phys. Rev., 1959, vol.114, p.626;
   Fetkovich J.C., Fields T.H., McIlweir R.L. // Phys. Rev., 1960, vol.118, p.319.
4. *Maier E.J., Bloch B.L., Edelstein R.M., Siegel R.T.* // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.417.
5. *Fujii A., Primakoff H.* // Nuovo Cim., 1958, vol.10, p.327;
   Chu Chia-chen, Chou Kuang-chao, Peng Hong-an. // Acta Phys. Sinica, 1960, vol.16, p.61;
   Иоффе Б.Л. // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.159;
   Werntz C. // Nucl. Phys., 1960, vol.16, p.59.
6. *Wolfenstein L.* // Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Phys. of Rochester, Univ. of Rochester, 1960, p.529; Bull. Amer. Phys. Soc., 1961, vol.6, p.33.
7. *Sudarshan E.C.G., Marshak R.E.* // Proc. of the Padua–Venice Conf. on Mesons and Newly Discov. Particles, 1957;
   Feynman R.P., Gell-Mann M. // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.903.
8. *Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1947, vol.72, p.246.
9. *Fry W.F.* // Phys. Rev., 1953, vol.90, p.999.
10. *Allison S.K., Warshaw S.D.* // Rev. Mod. Phys., 1953, vol.25, p.779.
11. *Telegdi V.L.* // Proc. of the 1959 Kiev and of the 1960 Rochester Ann. Int. Conf. on High Energy Phys.;
    Егоров Л.Б., Журавлев Г.В., Игнатенко А.Е., Купцов А.В., Ли Сюань-мин, Петрашку М.Г. // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.684.
12. *Бухвостов А.П., Шмушкевич И.Н.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1895.

1962

SEARCH FOR ANOMALOUS SCATTERING OF MUON NEUTRINOS BY NUCLEONS*

In collaboration with I.M.Vasilevsky, V.I.Veksler, V.V.Vishnyakov, A.A.Tyapkin

After the first experiments on free antineutrino from reactors were successfully done [1,2], various types of experiments with high energy neutrinos from accelerators were suggested in order to solve such questions as the identity of muon (ν_μ) and electron (ν_e) neutrinos [3] and the existence of intermediate bosons [4]. Such experiments are now being performed with the CERN and Brookhaven synchrotrons.

The present investigation was designed to search for such a neutrino-nucleon anomalous interaction, which could not be classified as a weak interaction. Our experiment was undertaken in connection with the theoretical paper of Kobzarev and Okun' [5], who discussed a model of anomalous muon interaction. In this paper the possibility was considered that the muon-electron mass difference is connected with the existence of an hypothetical interaction of the muon (but not of the electron) with some neutral vector field X. If, in addition to muons, muon neutrinos and nucleons (or Λ particles) undergo also this interaction, then anomalous $\mu - N$ and $\nu_\mu - N$ scattering (besides muon-muon scattering) might be expected. Such scattering processes under the above-mentioned assumptions are characterized by an effective four-fermion interaction constant F (Fig.1).

Some information on the muon-nucleon anomalous interaction, for the existence of which there is still no evidence, is already available: Okun' and Kobzarev took into consideration the experimental error in the well-known measurements of $g - 2$ for the muon [6] and hence concluded that $F \le 10^{-1}/M^2$, where M is the nucleon mass. Thus values of F by four orders of magnitude larger than the weak interaction constant $G = 10^{-5}/M^2$ are not excluded. The above upper limit of F corresponds to cross sections for anomalous $\mu - N$ and $\nu_\mu - N$ scattering processes of the order of 10^{-31} cm^2 at incoming particle lab. energies of the order of one GeV. It is seen that the existing experimental evidence leaves plenty of room for the possibility of an anomalous muon interaction. It seemed to us especially attractive to investigate the possibility that the $\nu_\mu - N$ anomalous scattering cross section reaches a value close to its allowed maximum. In the present work a search was made for anomalous $\nu_\mu - p$

*Phys. Lett., 1962, vol.1, p.345—346.

scattering. Since the maximum permissible value for the relevant cross section is larger by several orders of magnitude than the expected weak interaction cross section, it became possible to perform an experiment with neutrino beams of relatively low intensity and to use a «ν_μ detector» of comparatively small mass.

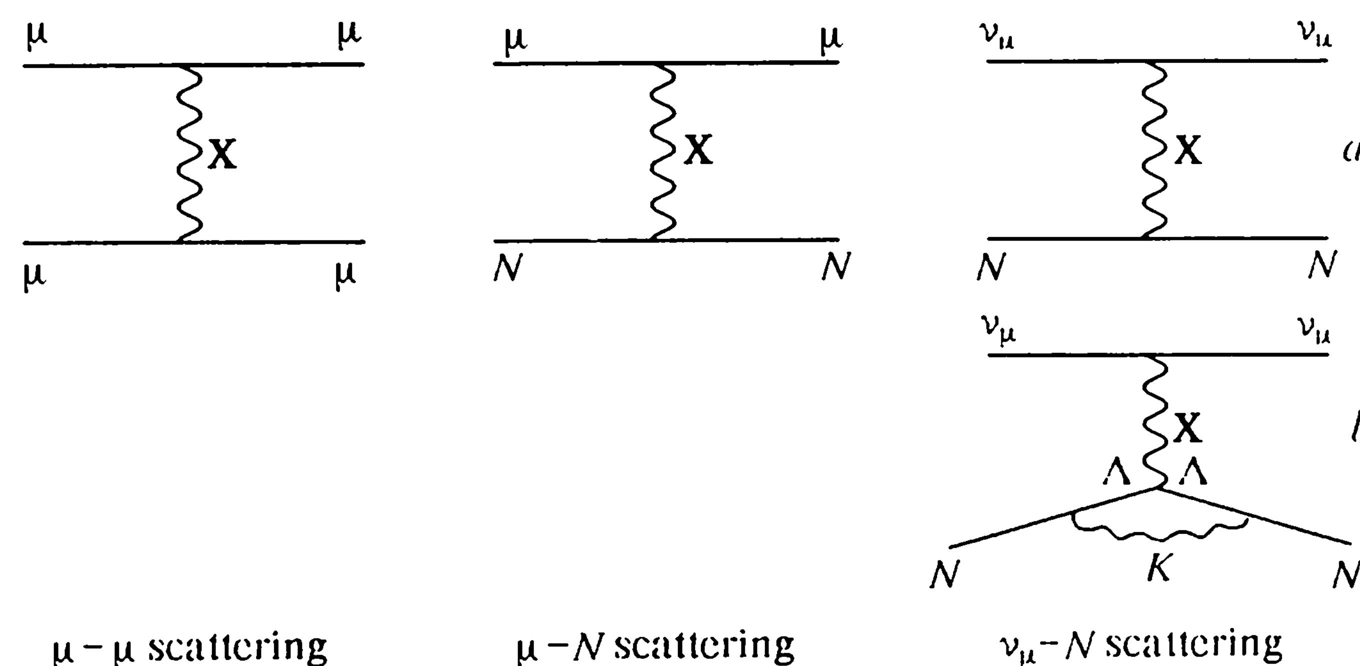


Fig. 1

Muon neutrinos and antineutrinos were produced during the decay in flight of $\pi^\pm$ mesons generated in the internal target of the Dubna synchrotron by the 10 GeV proton beam.

One of the Al targets we used, the «neutrino target», was placed at the «beginning» of one of the rectilinear sections of the accelerator. The available length for the decay of the pions from the «neutrino target», moving in a straight line in the direction of the primary proton beam, was 8 meters. In a number of experiments in which the background was being investigated, another target identical to the «neutrino target» but placed at the end of the rectilinear section, was used. This «background target» produced pions characterized by a very small available decay length.

The neutrino detector designed for the registration of recoil protons from the reaction $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$ with the Fe protons, was placed in a shielded «house» 50 meters away from the neutrino target at an angle of 0° with respect to the primary proton beam direction. The flux at the detector of ν_μ and $\tilde{\nu}_\mu$ with energies ≥ 1 GeV was calculated [7] to be about 10 $\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$. The house ensured a side and top shield (1,600 tons of iron and concrete) thickness of at least 1,800 g/cm^2. The full shield for particles emitted by the «neutrino target» and by the «background target» at angles close to 0° with respect to the primary proton beam direction was equivalent to about 35 meters of concrete.

The detector was a hodoscope system of Geiger—Müller counters. Between the counter trays there were placed five iron «converters», the total weight being about 100 kg. Every tray consisted of 16 counters of diameter 30 mm and length 550 mm. The first two counter trays after every converter were set in coincidence. The high voltage was applied to these counters only during the period of intense radiation from

the accelerator, when the beam was striking the target. In front of every converter there were placed two other counter trays, to which a high voltage pulse one millisecond long was applied only after there had been a coincidence in the master trays [8]. The system we used made it possible to get an indication of the discharge in any single counter of the hodoscope. For measurements of the cosmic ray background, the master trays were switched on also between accelerator pulses.

In the analysis of the hodoscope neon lamp photographs only those events (*K* events) were selected, which might have been due to the registration of charged particles generated in the converter by a neutral radiation. The effect we were looking for would appear as a difference in the numbers of *K* events registered with the accelerator on and off.

In the first phase of the experiment there were obtained 136 ± 11.6, 29 ± 6 and 26 ± 3 *K* events (reduced to identical observation time), respectively, when the proton beam was impinging on the «neutrino target», when the beam was falling on the «background target» and when the accelerator was off. A supplementary experiment showed that the high count from the «neutrino target» was due to neutrons penetrating the roof of the shielding house. The «background target» gave no such effect on account of the neutron absorption in the top part of the accelerator magnet.

After an additional shield (about 500 g/cm^2) for the «neutrino target» was placed on top of the accelerator rectilinear section, it was found that the difference between the number of *K* events from the neutrino target and that from cosmic background was 0.8 ± 5.4. Consequently, the experiment yields an upper limit of the cross section for $\nu_\mu - p$ scattering; $\sigma_{\nu_\mu p} \leq 10^{-32}$ cm^2. This is about an order of magnitude smaller than the maximum allowable value of $\sigma_{\nu_\mu p}$. The efficiency of the neutrino detector was determined by making use of the angular and energy distributions of recoil protons by neutrino obtained theoretically [9] for the case of Fig.1a, on the basis of the known electrical and magnetic form factors [10].

The result of our experiment may be interpreted from a pure phenomenological point of view with the aim of answering the following question. Is there any possibility that protons with an energy of about 10 GeV incident on a target produce in it a neutral, long-living, penetrating radiation, different form other well-known particles (n, K_2^0, ν and photons)? Such radiation, for example, could consist of hypothetical μ^0 mesons, produced in nucleon-nucleon collisions according to a reaction of the type

$$N + N \to \mu^+ + \mu^0 + N' + N' \qquad (1)$$

and charge-exchange scattered in reactions of the type

$$\mu^0 + N \to \mu^\pm + N'. \qquad (2)$$

Our upper limit of the count with the accelerator on shows that the cross sections for reactions (1) and (2) must be smaller than typical strong interaction cross sections by at least four orders of magnitude [11].

The task of lowering the upper limit of the $\nu - N$ scattering cross section is quite important for various reasons.

Firstly, forgetting about theoretical predictions, the scattering of neutrinos by nucleons is a process which must be investigated experimentally on its own ground. Secondly, the task is important in connection with the problem of the anomalous muon interaction [5], which was the starting point in our present work. Should it turn out that $\nu_e \neq \nu_\mu$, the question of $\nu_\mu - N$ scattering would become even more actual, as its study would provide, maybe, the most powerful method for the investigation of those muon properties which are neither electromagnetic nor «weak».

Thirdly, independently of the question about the identity of muon and electron neutrinos and also of the question about the nature of the $\mu - e$ mass difference, the following should be noted. The existing data on weak interactions in no way excludes the possibility of existence in nature of «symmetrical» neutral weak currents [12] of the type ($\bar{e}e$, $\bar{\nu}\nu$, $\bar{\mu}\mu$, $\bar{p}p$, $\bar{n}n$, $\bar{\Lambda}\Lambda$). A search for neutrino-nucleon scattering (in hydrogen or in complex nuclei) with a cross section at high energies ($E_\nu \gtrsim 1$ GeV) in the range 10^{-38}—10^{-40} cm^2 probably would provide the best way of answering experimentally the question on the existence of neutral currents.

Recently Gerstein and Nguyen-van-Hiey have suggested another effect, which would take place if there are neutral currents: reactor antineutrinos with energies of a few MeV might raise nuclei to excited states, from which characteristic γ rays are emitted.

The authors are deeply grateful to N.I.Pavlov for his great help and to I.Yu.Kobzarev, L.B.Okun' and V.V.Mandelzveig for numerous and extremely useful discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna June 25, 1962

REFERENCES

1. *Reines F., Cowan C.L.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.830.
2. *Davis R., Harmer D.C.* // Bull. Am. Phys. Soc., 1959, vol.4, p.217.
3. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1959, vol.37, p.1751.
   Markov M.A. Hyperonen und *K* Mesonen. Berlin: Verlag der Wissenschaften, 1960.
   Schwartz M. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.306.
   Lee T.D., Yang C.N. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.307.
   Cabibbo N., Gatto R. // Nuovo Cim., 1960, vol.15, p.304.
4. *Pontecorvo B., Ryndin R.* // Proc. of the 9th Conf. on High Energy Physics, Kiev, 1959.
   Lee T.D., Yang C.N. // Proc. of the 10th Conf. on High Energy Physics at Rochester, 1960.
5. *Kobzarev I.Yu., Okun' L.B.* // ZhETF, 1961, vol.41, p.1205.
6. *Charpak G.F. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.128.
   Charpak G.F. et al. // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.1, p.16.
   See also: Mazek G.E. et al. // Phys. Rev., 1961, vol.122, p.937.
7. *Barashenkov B.S., Syan Ding-chang* // Atomnaja energija, 1960, vol.9, p.300.
   Bernardini G. // Proc. of the 10th Conf. on High Energy Physics at Rochester, 1960.
8. *Vasilevsky I.M. et al.* // Proc. Int. Conf. on High Energy Accelerator and Instrumentation, CERN, 1959.
9. *Mandeltzveig V.V.* // ZhETF, 1961, vol.42, p.1278.
10. *Hofstadter R., Herman R.* // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.293.
11. *See also: Novikov A.N., Pontecorvo B., Selivanov G.I.* // ZhETF, 1958, vol.29, p.889.
12. *Bludman S.* // Nuovo Cim., 1958, vol.9, p.433.
    Pontecorvo B. // ZhETF, in print.

THE SMALL PROBABILITY OF THE PROCESSES $\mu \to e+\gamma$, $\mu \to e+e+e$ AND NEUTRAL CURRENTS IN WEAK INTERACTIONS*

It is pointed out that by introducing neutral currents into the weak interactions, in addition to charged currents, one can obtain a very small probability for the decay processes $\mu \to e+\gamma$ and $\mu \to e+e+e$ even in the case that only one neutrino exists in nature.

There have been numerous attempts to observe the decay mode $\mu \to e+\gamma$ during the last fifteen years [1]. Up to the present this decay mode has not been observed, and according to the most precise data [2], its probability is less than $6 \cdot 10^{-8}\alpha$, with a confidence level of 90%, where α is the probability of the mode $\mu \to e+\nu+\bar{\nu}$. The mode $\mu \to e+e+e$ has not been observed either [3], and according to the latest data its probability is less than $2.6 \cdot 10^{-7}\alpha$ [4]. The absence of these modes can be connected with the existence of two kinds of neutrinos in nature (a muonic neutrino and an electronic one), possessing different quantum numbers.

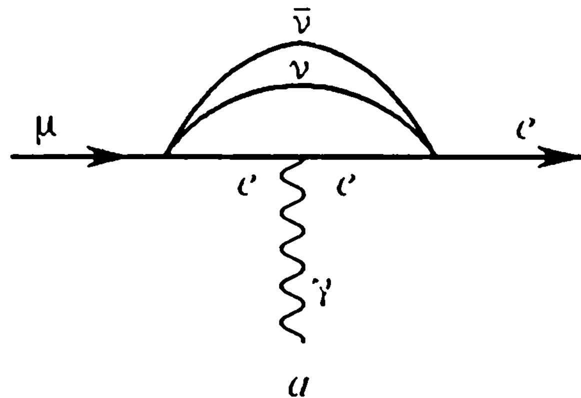
The question whether there exist two neutrinos can be uniquely answered by experiment [5], and it seems that an answer to this question will soon be available. In this paper a possibility for explaining the small probability of the above-mentioned decay modes is pointed out, for the case that there exists only one sort of neutrinos. For this it is necessary that in addition to the well-known «charged currents» [6], the weak interactions contain also «neutral currents».

Let us consider the case of a direct four-fermion interaction (i.e., without intermediate bosons). Figure 1 shows two typical graphs which could lead to the unobserved processes in which we are interested. Graphs in which baryons participate do not contribute significantly, owing to the form factors connected with the strong interactions. Decays occur in the second order of perturbation theory. They are due to the existence of interactions of the types $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ and $(\bar{\mu}\nu)(\bar{\nu}\mu)$, which are an essential point in the Feynman—Gell-Mann theory [6].

From the work of Ioffe [7] it follows that the small probabilities for the modes $\mu \to e+\gamma$ and $\mu \to e+e+e$ imply surprisingly low values for the cutoff parameter Λ ($\Lambda \lesssim 20$ GeV). If there are no interactions of the $(\bar{e}\nu)$ $(\bar{\nu}e)$ type, the above-mentioned processes can appear in third order in the weak-interaction coupling constant G (cf. for example the graph in Fig.2, for the mode $\mu \to e+e+e$). In this case the cutoff parameter Λ turns out to be considerably larger so that the difficulties connected with the small probabilities of the processes under consideration disappear, at least in part. It is important to note, however, that the simple hypothesis that there are no «diagonal» terms of the type $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ in the weak-interaction Lagrangian is too unnatural. This hypothesis would destroy the idea of Feynman and Gell-Mann that the interaction between currents is the basis of the four-fermion weak interaction.

*ZhETF, 1962, vol.43, p.1521.

There is, however, one possibility of conserving this idea and still forbid the process $\nu + e \to \nu + e$. This can be achieved on the basis of the hypothesis proposed by Bludman in 1958 [8], the relevance of which to the question of the small probability of the modes $\mu \to e+\gamma$ and $\mu \to e+e+e$ has not been recognized until now (cf. for example [9]).



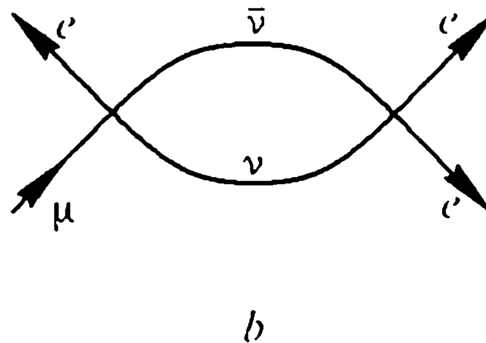


Fig.1

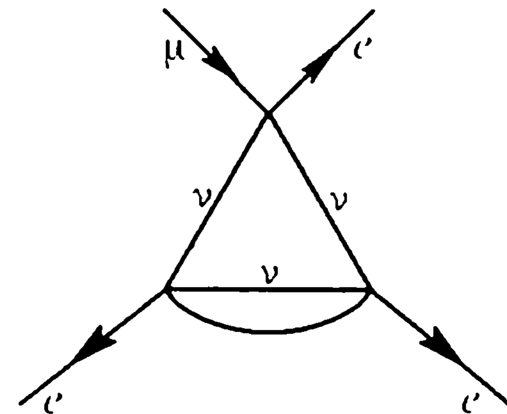


Fig.2

In Bludman's theory one assumes that the weak interaction Lagrangian consists of two parts: the ordinary part, described by the «charged currents» of the types $e\nu$, $\mu\nu$, μn, $p\Lambda$, and a second part, containing the «neutral symmetric currents» $\nu\nu$, ee, $\mu\mu$, nn, pp, $\Lambda\Lambda$.

In this scheme the process $\nu + e \to \nu + e$ does not exist, since the term $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ of the «charged» Lagrangian is compensated by the term $(\bar{e}e)(\bar{\nu}\nu)$ of the «neutral» Lagrangian.

It is important to note that the absence of modes similar to $K \to \pi + e + e$ is no evidence against this scheme since the currents under consideration are symmetric, i.e., both the currents μe and Λn are eliminated. Note also that the neutral symmetric currents have nothing to do with the $\Delta T = 1/2$ rule for the nonleptonic decay modes of strange particles.

There remains the question whether the introduction of neutral currents does not contradict the existing experimental data. The consequences of the proposed scheme are the following:

1. The existence of several weak processes, e.g., scattering of electrons on protons and on electrons [11] with parity nonconservation. There are no experimental data on this subject and it is very difficult to obtain such data.

2. In first order, in the weak-interaction coupling constant the process $\nu + e \to \nu + e$ must be absent, as already mentioned. No corresponding experiments have been carried out. If it should turn out that the experiments do not show the existence of such a process, this would still not contradict the current-current interaction hypothesis, as is often asserted in the literature.

3. Excited nuclei should emit $\nu\bar{\nu}$ pairs. It is practically impossible to observe this effect in a laboratory, owing to the «competition» of electromagnetic processes. However, it is beyond doubt that this process would have important astrophysical consequences, as it could be responsible for a potent mechanism of energy loss in

stars. In this mechanism the $\nu\bar{\nu}$-pair emission by stars is characterized by a process of order G^2, as compared to $G^2 e^4$ in the case of the existence of ν–e scattering [12].

4. In experiments utilizing high-energy neutrinos one should observe scattering of neutrinos by nucleons (and stars formed on composite nuclei) not accompanied by charged leptons. The search for such processes with cross sections of the order of 10^{-38} to 10^{-40} cm^2 per nucleon could give a definite reply to the question of the existence of neutral currents in weak interactions.

In conclusion we note that should the experiments indicate the existence of only one kind of neutrinos in nature, then the small probability of the processes $\mu \to e + \gamma$ and $\mu \to e + e + e$ would be an argument in favor of the existence of symmetric neutral currents in weak interactions.

It is a pleasure to thank B.N. Baier, S.M. Bilen'kii, S. S. Gershtein, L. B. Okun', and R. M. Ryndin for discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna October 1962

REFERENCES

1. *Hincks E.P., Pontecorvo B.* // Phys. Rev., 1958, vol.73, p.257;
Lokanathan S., Steinberger J. // Phys. Rev., 1955, vol.98, p.240;
Davis, Roberts, Zipf // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.2, p.211;
Berley, Lee, Bardon // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.2, p.357;
O'Keeffe, Rigby, Wormald. // Proc. Phys. Soc., 1959, vol.73, p.951;
Ashkin, Fazzini, Fidecaro, Lipman, Merrison, Paul // Nuovo Cim., 1959, vol.14, p.1266;
Frankel, Hagopian, Halpern, Whetstone // Phys. Rev., 1960, vol.118, p.589;
Alikhanov, Babaev, Balats, Kaftanov, Landsberg, Lyubimov, Obukhov // ZhETF, 1962, vol.42, p.630 (Sov. Phys. — JETP, 1962, p.15, p.438);
Frankel, Halpern, Holloway, Wales, Yearian, Chamberlain, Lemonick, Pipkin // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.8, p.123.
2. *Bartlett, Devons, Sachs* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.8, p.120.
3. *Lynch, Orear, Rosendorff* // Phys. Rev. Lett., 1958, vol.1, p.471;
Gurevich, Nikol'skii, Surkova // ZhETF, 1959, vol.37, p.318 (Sov. Phys. — JETP, 1960, vol.10, p.225);
Lee J., Samios N.P. // Phys. Rev. Lett., 1959, vol.3, p.55;
Krestnikov, Meshkovskii, Shalamov, Shebanov, Kobzarev // ZhETF, 1959, vol.37, p.873 (Sov. Phys. — JETP, 1960, vol.10, p.622);
Crittenden R.R., Walker W.D. // Phys. Rev., 1961, vol.121, p.1823;
Parker S., Penmann S. // Nuovo Cim., 1962, vol.23, p.485.
4. *Babaev, Balats, Kaftanov, Landsberg, Lyubimov, Obukhov* // ZhETF, 1962, vol.42, p.1685 (Sov. Phys. — JETP, 1962, vol.15, p.1170).
5. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1959, vol.37, p.1751 (Sov. Phys. — JETP, 1960, vol.10, p.1236);
Markow M.A. // Hyperonen und *K* Mesonen. Berlin: Verlag der Wissenschaften, 1960;
Schwartz M. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.306;
Lee T.D., Yang C.N. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.307;
Cabbibo N., Gatto R. // Nuovo Cim., 1960, vol.15, p.304;

Bernardini G. // Proc. of the 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, Univ. of Rochester 1960, p. 581.

6. *Feynman R.P., Gell-Mann M.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.193;
   Sudarshan E.C.G., Marshak R.E. // Proc. of the Padua–Venice Conf. on Elementary Particles, 1957.
7. *Ioffe B.L.* // ZhETF, 1960, vol.38, p.1608 (Sov. Phys. — JETP, 1961, vol.11, p.1158).
8. *Bludman S.* // Nuovo Cim., 1958, vol.9, p.433.
9. Proc. of the 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, Univ. of Rochester, 1960, p. 581.
10. *Zeldovich Ya.B.* // ZhETF, 1959, vol.36, p.964 (Sov. Phys. — JETP, 1960, vol.9, p.682).
11. *Baier V.N., Khriplovich I.B.* // ZhETF, 1960, vol.39, p.1374 (Sov. Phys. — JETP, 1961, vol.12, p.959).
12. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1959, vol.36, p.1615 (Soviet Phys. — JETP, 1960, vol.9, p.1148);
    Gandel'man G.M., Pinaev V.S. // ZhETF, 1959, vol.37, p.1072 (Sov. Phys. — JETP, 1960, vol.10, p.764);
    Chiu H.Y., Morrison P. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.5, p.573;
    Chiu H.Y., Stabler R. // Phys. Rev., 1961, vol.122, p.1317;
    Ritus V.I. // ZhETF, 1961, vol.41, p.1285 (Sov. Phys. — JETP, 1962, vol.14, p.915);
    Matinyan S.G., Tsilosani N.N. // ZhETF, 1961, vol.41, p.1681 (Sov. Phys. — JETP, 1962, vol.14, p.1195);
    Gell-Mann M. // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.70.

1963

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РЕАКЦИИ $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ*

Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, И.В.Фаломкиным, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым

В предыдущей работе [1] нами сообщалось об исследовании реакции



$$\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu. \qquad (1)$$

Тогда было найдено 90 событий, относящихся к реакции (1). В этой статье мы приводим окончательные результаты нашего эксперимента с диффузионной камерой, наполненной ^3He, основанные примерно на 200 событиях, относящихся к данной реакции. Экспериментальный метод, обработка результатов и обозначения остаются такими же, как и в нашей предыдущей работе. Полные результаты суммированы в таблице.

Таблица. Данные об остановившихся в ^3He мюонах

Метод	Число событий от реакции (1) ($L \geq 20$ мм)		Число μ–e-распадов ($L \geq 20$ мм)			
	зарегистрировано	с поправкой на эффективность	электрон виден	электрон не виден	поправка на мезоатомы С и О	принято в расчет
I	182,2±16,9	209,4±20,0	49973±372	18171±1008	–681±204	67463±1093
II	171,0±15,5	211,1±20,7				

Окончательный результат для вероятности реакции (1) составляет

$$(\Lambda_{^3He})_{\text{эксп}} = (1{,}41 \pm 0{,}14)\cdot 10^3\ \text{с}^{-1}.$$

Эта величина полностью согласуется с нашим предыдущим, менее точным результатом.

Выводы, которые могут быть сделаны на основе имеющихся значений констант связи, не отличаются от сделанных нами ранее. Симметрия мюон — электрон при взаимодействии с нуклоном, лежащая в основе универсальной теории, не

*ЖЭТФ, 1963, т 44, вып 1, с 389—390.

противоречит нашим экспериментальным результатам, полученным с 10-процентной точностью.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность П.Л.Капице, В.П.Пешкову, В.М.Кузнецову и А.И.Филимонову за неоценимую помощь при очистке ^3He, которую мы получили в Институте физических проблем АН СССР, и С.С.Герштейну и В.С.Евсееву за многочисленные полезные обсуждения. Мы весьма благодарны В.П.Джелепову и Л.И.Лапидусу за поддержку нашей работы. Мы хотим также выразить нашу искреннюю благодарность А.Г.Жукову, Н.В.Лебедеву, В.И.Орехову, В.Ф.Поенко, Д.Понтекорво, А.Г.Потехину, А.И.Токарской и Е.А.Шваневой за помощь в проведении измерений.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
16 ноября 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Займидорога О.А., Кулюкин М.М., Понтекорво Б., Суляев Р.М., Фаломкин И.В., Филиппов А.И., Цупко-Ситников В.М., Щербаков Ю.А.* // ЖЭТФ, 1962, т.43, с.355.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ ЗАХВАТА МЮОНОВ В ^{3}He *

Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, И.В.Фаломкиным, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым

При помощи диффузионной камеры высокого давления измерена полная вероятность захвата мюонов в ^{3}He. Она оказалась равной $\lambda_{\text{эксп}} = 2140 \pm 200$ с$^{-1}$. Этот результат находится в согласии с расчетами Примакова, проведенными на основе теории универсального слабого взаимодействия.

Наряду с измерениями вероятностей парциальных переходов $\mu^- + {}^{12}\text{C} \to {}^{12}\text{B} + \nu$ [1], $\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu$ [2], которые дали важные сведения о процессе захвата мюонов нуклонами, к настоящему времени выполнено также значительное число работ по измерению полной вероятности захвата мюонов в различных сложных ядрах ($A > 12$) с целью проверки справедливости теории универсального слабого взаимодействия [3]. Однако критический пересмотр теоретических оценок Примакова [4], с которыми сравниваются экспериментальные данные, показывает, что расчеты не настолько надежны, чтобы из сопоставления с ними можно было бы сделать заключение о справедливости универсальной теории [5—7]. Гораздо меньше приближений делается при вычислении полной вероятности захвата мюонов в самых легких ядрах (D, ^{3}He, ^{4}He) [4], и по этой причине следует ожидать, что результаты расчетов в этих случаях более надежны, чем соответствующие вычисления для более тяжелых ядер. В случае ядра D (как и для захвата на водороде [8,9]) имеются осложнения, связанные с мезомолекулярными процессами, и поэтому большой интерес представляют данные по изучению захвата в ^{3}He. Настоящая работа посвящена измерению полной вероятности захвата мюонов в ^{3}He, т.е. вероятности следующих процессов:



$$\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu, \qquad (1)$$



$$\mu^- + {}^3\text{He} \to d + n + \nu, \qquad (2)$$



$$\mu^- + {}^3\text{He} \to p + 2n + \nu. \qquad (3)$$

Во всех этих реакциях вылетает по одной заряженной частице, и события выглядят как однолучевые звезды. Эти звезды наблюдались в диффузионной камере высокого давления, при помощи которой нами ранее [2] была измерена вероятность реакции (1). Поэтому описание аппаратуры, постановки опыта и более подробное изложение процедуры обработки экспериментальных данных можно найти в этих работах.

*ЖЭТФ, 1963, т.45, вып 6, с.1803—1807.

Для отделения мюонных звезд от пионных (см. ниже) использовались спектры пробегов вторичных заряженных частиц. На рис.1 сплошной линией показана гистограмма пробегов вторичных частиц в «мюонной» экспозиции (в которой 98–99% остановившихся частиц — мюоны, а 1–2% — пионы). Эта гистограмма построена по звездам с пробегами заряженных частиц, достоверно укладывающимися в чувствительном слое камеры. В нее вошли 424 звезды, образованные

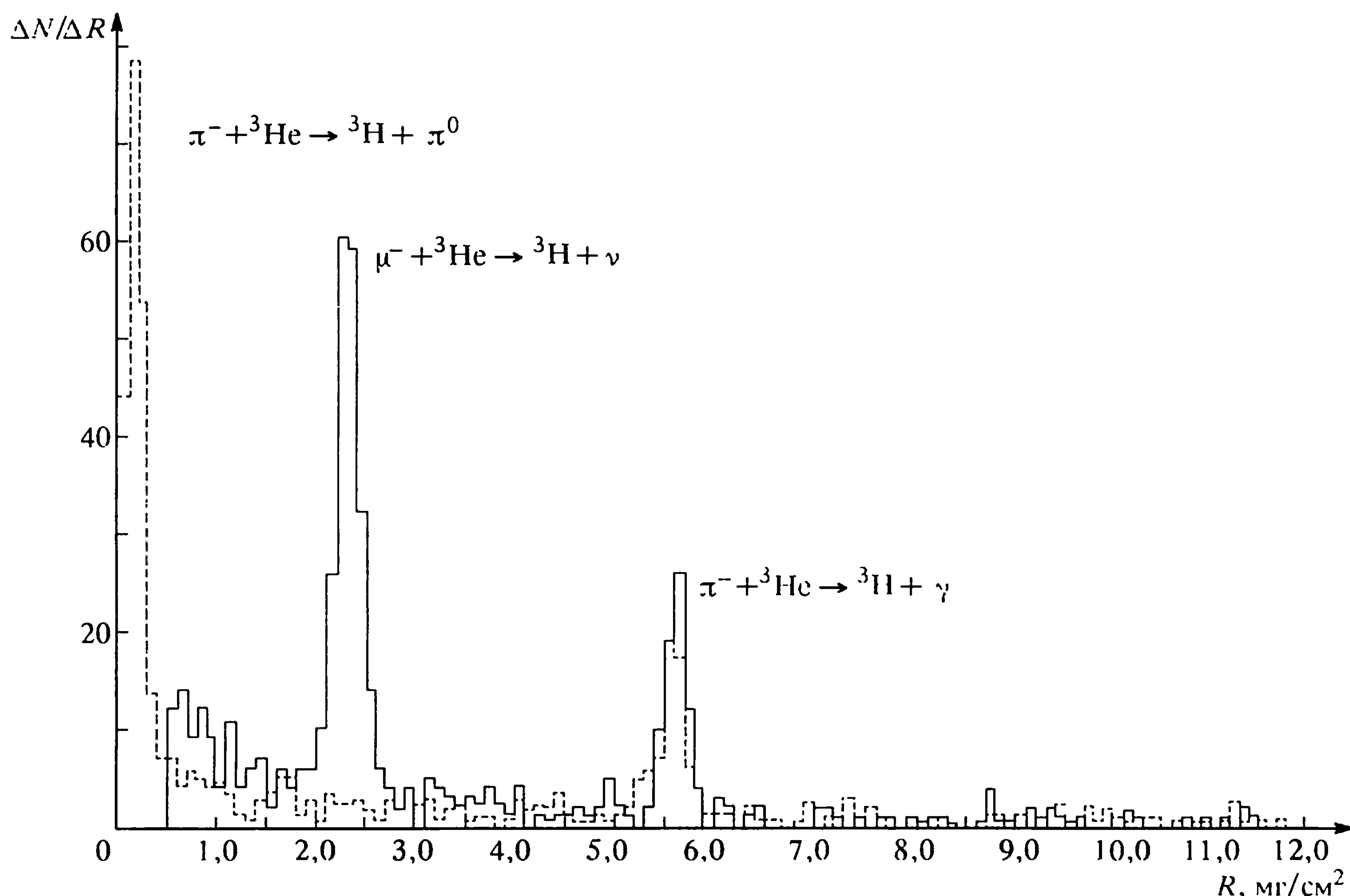


Рис.1. Спектры пробегов вторичных частиц от звезд, вызванных остановившимися в ^3He мезонами. Сплошной линией показан спектр, полученный в «мюонной» экспозиции, а пунктирной — нормированный спектр, полученный в «пионной» экспозиции. Спектры построены без поправок на эффективность регистрации

мезонами с длиной следа ≥ 20 мм (начиная с которой остановившаяся частица надежно идентифицируется как мезон).

В спектре, полученном в «мюонной» экспозиции, имеется значительное количество звезд, вызванных пионами, присутствующими в качестве примеси, так как каждая остановка пиона, в отличие от остановки мюона, сопровождается звездой. Чтобы получить чистый спектр заряженных частиц от реакций (1)—(3), мы приняли процедуру вычитания, для чего пользовались спектром пробегов заряженных частиц от захвата пионов в ^3He, полученным нами в «пионной» экспозиции [10] (здесь 70% остановок вызваны пионами, а 30% — мюонами), в которой доля звезд, обусловленных мюонами, не превышает 2%. На рис.1 этот спектр показан пунктирной линией. Он содержит в области пробегов 0,5—12 мг/см^2

292 звезды. Нормировка пионного спектра была проведена по выходу реакции $\pi^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \gamma$, пик от которой при $R = 5{,}6$ мг/см^2 хорошо виден на спектрах как «мюонной», так и «пионной» экспозиций.

На рис.2 показан спектр заряженных частиц от однолучевых звезд, полученный путем вычитания нормированного «пионного» спектра из спектра «мюонной» экспозиции. Со стороны малых пробегов была исключена область 0—0,5 мг/см^2, где очень велик вклад в оба спектра от реакции $\pi^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \pi^0$. Более достоверные данные для этого интервала пробегов могут быть получены путем экстраполяции спектра из соседнего интервала. Со стороны больших пробегов мы

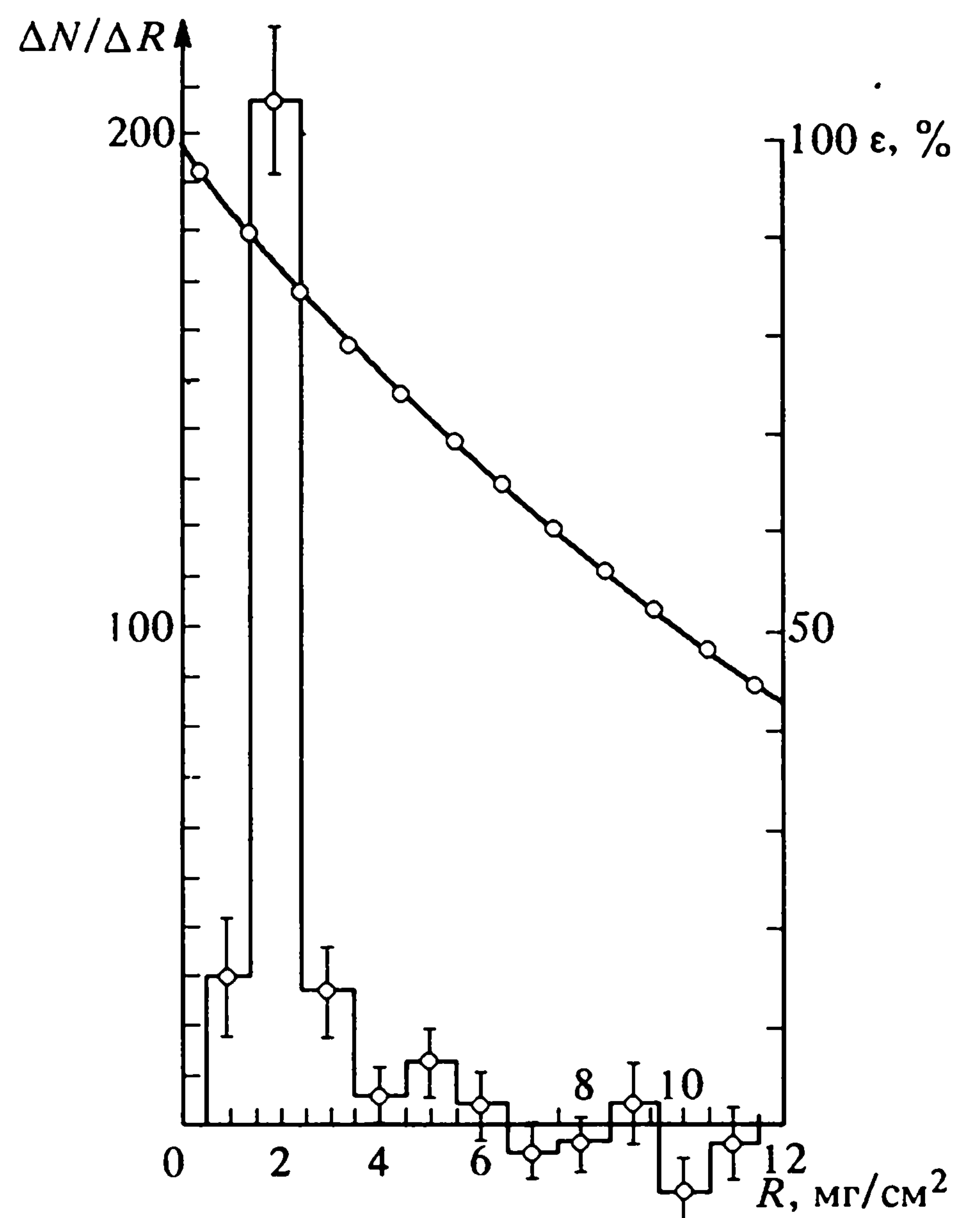


Рис.2. Спектр пробегов вторичных частиц, полученный после вычитания «пионного» спектра из «мюонного» (гистограмма); плавной кривой представлена зависимость эффективности регистрации от величины пробега вторичной частицы. При вычитании спектров учитывались эффективности регистрации для каждой экспозиции

ограничились величиной $R = 12$ мг/см^2, т.е. тем участком спектра, где было возможно получить надежные данные по эффективности регистрации звезд. При построении спектра (рис.2) учитывалось изменение эффективности регистрации звезд в зависимости от длины луча. Эта эффективность для каждой экспозиции рассчитывалась по методу Монте-Карло по известным распределениям остановок в объеме камеры. Одна из рассчитанных кривых (для «мюонной» экспозиции) приведена на рис.2. Вводилась поправка на вклад в «мюонный» спектр от ложных звезд, имитированных безэлектронными остановками мюонов с рассеянием у конца следа. Величина этой поправки была наибольшей в мягкой части спектра (область пробегов 0,5—1,5 мг/см^2), где она, однако, не превышала 25%. На спектре пробегов от захвата мюонов виден пик при $R \sim 2$ мг/см^2, соответствующий реакции $\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu$. Этот спектр спадает практически до нуля при пробеге $R \sim 6{,}5$ мг/см^2. Таким образом, оказывается, что испускаемые при захвате мюона в ^{3}He заряженные частицы имеют довольно мягкий спектр.

В процессе захвата мюона выделяется значительная энергия (100 МэВ), и по этой причине заряженные частицы могли бы в принципе обладать довольно высокой энергией. Поэтому для получения полной вероятности, строго говоря, необходимо измерять спектр пробегов в очень широкой области. Однако быстрый

спад полученного нами спектра указывает на то, что для этой цели можно воспользоваться ограниченной областью пробегов (до $R \le 6{,}5$ мг/см^2). Ниже даются аргументы в пользу того, что полная вероятность λ захвата мюонов в ^{3}He практически не должна отличаться от величины $\lambda_{6,5}$ — вероятности захвата мюона в ^{3}He с испусканием заряженных частиц с пробегами $R < 6{,}5$ мг/см^2.

Действительно, пробегу 6,5 мг/см^2 отвечают протоны и дейтроны с энергией соответственно ~ 2 и ~ 3 МэВ. Это находится в согласии с оценками «максимальных» энергий этих частиц, полученными в предположении, что захват мюонов происходит главным образом через прямой процесс $\mu^- + p \to n + \nu$ и при этом заряженные частицы являются «наблюдателями». Эта точка зрения поддерживается сравнением нашего спектра со спектром заряженных частиц, полученным недавно при изучении захвата мюонов в ^{4}He [11]. Значительное различие максимальных энергий частиц, которые наблюдались при захвате в ^{4}He и ^{3}He, качественно согласуется с тем, что можно ожидать для частиц «наблюдателей», если учесть разницу в энергиях связи ^{3}He и ^{4}He.

Интегрирование по интервалу 0,5—6,5 мг/см^2 дает $287{,}6 \pm 25$ событий. На область пробегов 0—0,5 мг/см^2 вводится поправка в 9 ± 5 звезд, полученная путем линейной экстраполяции в нуль числа событий из соседнего интервала 0,5—1,0 мг/см^2. Таким образом, при вычислении полной вероятности захвата мюонов в ^{3}He было принято $296{,}6 \pm 25$ событий. Суммирование числа звезд по интервалу 0,5—6,5 мг/см^2 с исключением пика от реакции $\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu$ дает $91{,}3 \pm 22$ событий. Используя эти величины, число зарегистрированных остановок мюонов с длиной начального следа ≥ 20 мм (67463 ± 1093), а также известное время жизни мюона ($2{,}21 \cdot 10^{-6}$ с), можно вычислить $\lambda_{\text{эксп}} = \lambda_{6,5}$ и суммарную вероятность реакций (2), (3) $w_{\text{эксп}} = w_{6,5}$:

$$\lambda_{\text{эксп}} = (2{,}14 \pm 0{,}18) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}, \qquad w_{\text{эксп}} = (0{,}66 \pm 0{,}16) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

При расчете вероятностей была введена поправка $(7 \pm 1)\%$, учитывавшая долю событий, потерянных при отборе случаев только с четко видимыми концами лучей.

Следует заметить, что экспериментальные данные, включающие звезды с заряженными частицами с $R > 6{,}5$ мг/см^2, не противоречат тому, что $\lambda = \lambda_{6,5}$. Действительно, можно оценить вероятность захвата, принимая во внимание также заряженные частицы с пробегом $R > 6{,}5$ мг/см^2. Имеем (в единицах 10^3 с$^{-1}$):

$$\lambda_{12,0} = 2{,}0 \pm 0{,}2, \qquad \lambda_{25,0} = 2{,}3 \pm 0{,}3.$$

Видно, что полученные таким образом величины совместимы в пределах статистических ошибок со значением $\lambda_{6,5}$. Заметим при этом, что при $R > 12$ мг/см^2 погрешности могут превышать указанные статистические ошибки, так как эффективность регистрации в этой области очень мала (~ 20%) и оценена грубо.

Оценка λ с учетом всех событий, включая и звезды с пробегами вторичных частиц, не укладывавшимися в чувствительном слое камеры, также дает величину, совместимую со значением $\lambda_{6,5}$. Однако данная оценка связана с большими неопределенностями не только статистическими, но и систематическими (неопределенность в идентификации звезд).

Полученное значение $\lambda_{\text{эксп}} = (2{,}14 \pm 0{,}20) \cdot 10^{3}$ c^{-1} находится в согласии с величиной полной вероятности, вычисленной Примаковым [4], который на основании универсальной теории получил $\lambda_{\text{теор}} = 2{,}5 \cdot 10^{3}$ c^{-1} с неопределенностью ~ 10%. Вероятность λ представляет собой сумму величин w и Λ (Λ — вероятность парциального перехода $\mu^{-} + {}^{3}\text{He} \to {}^{3}\text{H} + \nu$, измеренная нами ранее [2]). Таким образом, вся новая информация заключается в величине $w_{\text{эксп}}$. Из расчетов Примакова и Фуджи [4,12] можно получить величину $\lambda_{\text{теор}} - \Lambda_{\text{теор}} = w_{\text{теор}}$, которая оказывается равной $1{,}0 \cdot 10^{3}$ c^{-1} с неопределенностью порядка 20%.

Соответствие с расчетами Примакова наблюдалось и при измерении полной вероятности захвата мюонов в ^{4}He [11] ($\lambda_{\text{теор}}(^{4}\text{He}) = 470$ c^{-1}, $\lambda_{\text{эксп}}(^{4}\text{He}) = 450$ c^{-1}). Таким образом, при исследовании захвата мюонов в гелии были получены три независимые величины (w, Λ, $\lambda(^{4}\text{He})$), которые оказываются в согласии с предсказаниями универсальной теории.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.Б.Беляева, С.С.Герштейна и Л.И.Лапидуса за полезные обсуждения, В.И.Кочкина за помощь при проведении вычислений, а Е.А.Шваневу и А.И.Токарскую за проделанные измерения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
12 июня 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maier E.J., Bloch B.L., Edelstein R.M., Siegel R.T.* // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.417; *Reynolds G., Scarl D., Swanson R., Walters J., Zdanis R.* // Phys. Rev., 1963, vol.129, p.1790.
2. *Займидорога О.А., Кулюкин М.М., Понтекорво Б., Суляев Р.М., Фаломкин И.В., Филиппов А.И., Цупко-Ситников В.М., Щербаков Ю.А.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1804; 1962, т.43, с.355; 1963, т.44, с.389.
3. *Sens J.C.* // Phys. Rev., 1962, vol.113, p.679.
4. *Primakoff H.* // Rev. Mod. Phys., 1959, vol.31, p.802.
5. *Klein R., Wolfenstein L.* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.9, p.408.
6. *Wahsweiler H.* // Nuovo Cim., 1962, vol.24, p.1119.
7. *Luyten J., Rood H., Tolhoekz H.* // Nucl. Phys., 1963, vol.41, p.236.
8. *Герштейн С.С., Зельдович Я.Б.* // УФН, 1960, т.71, с.581.
9. *Fujii A.* // Nuovo Cim., 1963, vol.27, p.1025.
10. *Займидорога О.А., Кулюкин М.М., Суляев Р.М., Фаломкин И.В., Филиппов А.И., Цупко-Ситников В.М., Щербаков Ю.А.* // ЖЭТФ, 1963, т.44, с.1180.
11. *Bizzari B., Di Capua E., Dore U., Gialanella G., Guidoni P., Laakso I.* // Phys. Lett., 1962, vol.3, p.151.
12. *Fujii A., Primakoff H.* // Nuovo Cim., 1959, vol.12, p.327.

НЕЙТРИНО И ЕГО РОЛЬ В АСТРОФИЗИКЕ*

В первой части статьи дается обзор современного состояния физики нейтрино. Основные известные свойства нейтрино приведены в табл.1. Наряду с этим обсуждаются и основные проблемы физики нейтрино, которые еще не решены.

Вторая часть статьи посвящена роли нейтрино в астрофизике, которая связана с самым характерным для нейтрино свойством — его огромной проникающей способностью. Показано, что нейтрино (а не антинейтрино) испускаются Солнцем и звездами главной последовательности, при этом энергия, ассоциированная с нейтринным излучением, составляет несколько процентов от полной энергии выделения. На некоторой стадии эволюции звезд, а именно при высокой температуре и плотности, звезды испускают пары нейтрино—антинейтрино, причем нейтринная светимость может превышать фотонную. Рассмотрены разные механизмы потери энергии в виде пар нейтрино—антинейтрино, связанные с взаимодействием нейтрино с электронами — явлением, предсказанным теорией, но существование которого экспериментально еще не подтверждено.

Высказано предположение, что нейтрино играют важную роль в космогонии.

Обсуждаются перспективы нейтринной астрофизики, первоочередная задача которой — зарегистрировать нейтрино от Солнца.

1. Введение

Цель данной статьи — показать, что нейтрино обязательно должны играть существенную роль в макроскопических явлениях. Необходимо, однако, предупредить, что в настоящее время в физике нейтрино имеется ряд вопросов качественного характера, на которые даже нельзя дать ответа типа да или нет. В статье рассмотрен вопрос о том, как эти проблемы возникли и каким образом физики собираются их решить экспериментально. Изложению предшествует данный в общих чертах обзор основных известных свойств нейтрино.

2. Известные свойства нейтрино

В разных процессах распада элементарных частиц часто бывает так, что полная энергия и импульс частиц в начальном состоянии не равны полной энергии и импульсу частиц в конечном состоянии. В таких случаях, как мы хорошо знаем сегодня, кажущееся нарушение законов сохранения обусловлено испусканием нейтрино.

Большинство свойств нейтрино стали известны сразу после того, как Паули около 30 лет назад теоретически «изобрел» нейтрино, причем для того, чтобы объяснить это кажущееся нарушение законов сохранения энергии и импульса. В то время по существу был изучен только процесс β-распада некоторых радиоактивных элементов, причем было известно, что спектр электронов непрерывен.

*В кн.: Вопросы космогонии. М.: Изд-во АН СССР, 1963, т.9, с.132—156; УФН, 1963, т.79, вып.1, с.3—21.

В связи с этим следует сказать, что «изобретение» нейтрино для объяснения кажущегося исчезновения энергии в процессе β-распада требовало большой доли фантазии. Как сейчас известно, непрерывность β-спектра связана с тем, что в конечном состоянии имеются три частицы: электрон e, нейтрино ν и конечное ядро. После открытия ряда элементарных частиц были найдены и двухчастичные процессы распада, в которых «исчезающая» энергия имеет всегда одну и ту же величину. Например, в процессе π–μ-распада всегда исчезает 28 МэВ, а при захвате мюона в процессе $\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu$, который был обнаружен в 1960 г. в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне, исчезает 100 МэВ. На рис.1 приведен пример* этой реакции, полученной в диффузионной камере, наполненной ^{3}He. Заметим, что тритий отдачи имеет всегда один и тот же пробег. Надо полагать, что если бы такие двухчастичные процессы с участием нейтрино были известны раньше, то, может быть, и не было бы необходимости в гении Паули для «изобретения» этой частицы.

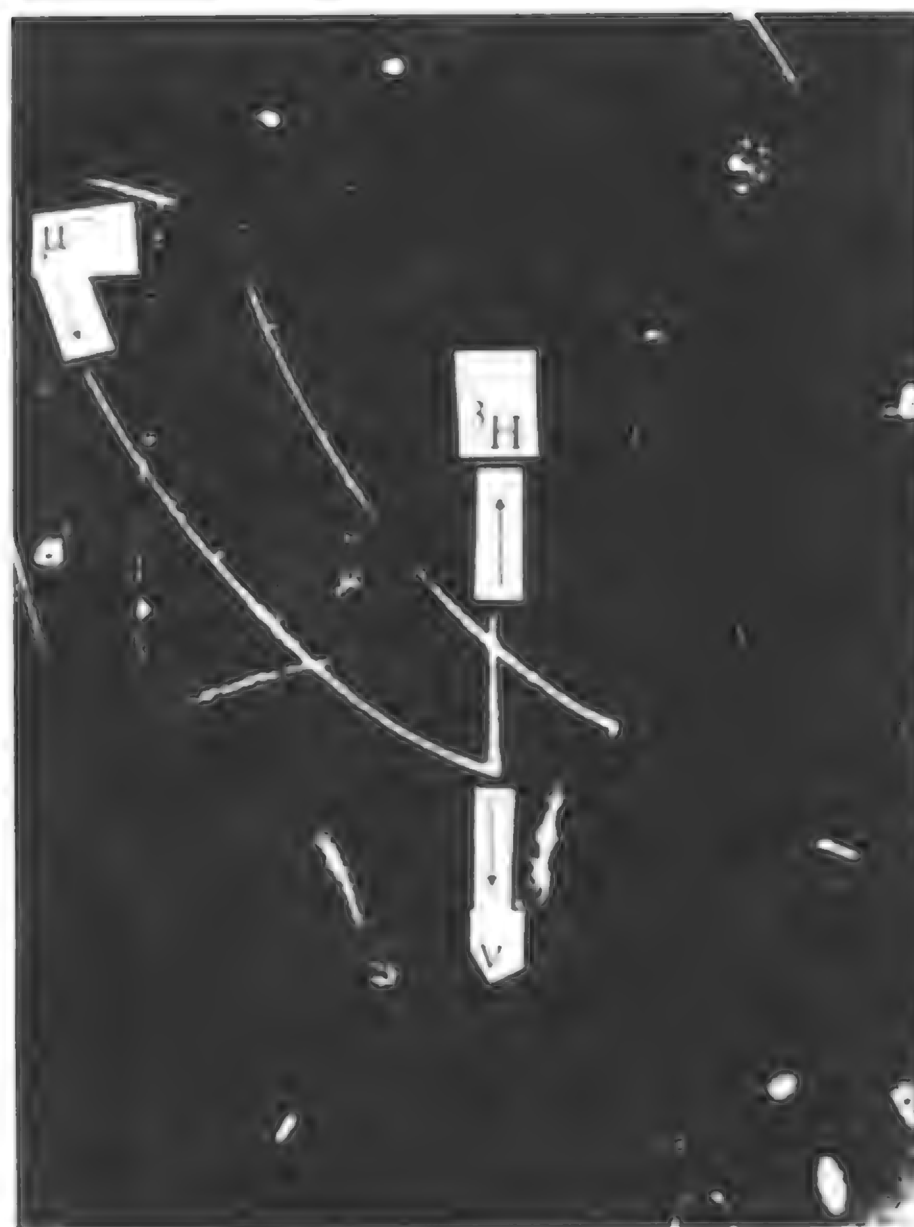


Рис.1. Типичная фотография реакции $\mu^- + {}^3\text{He} \to {}^3\text{H} + \nu$

Ниже перечислены практически все уже наблюденные процессы, в которых участвуют нейтрино:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu} \text{ (β-распад)}, \quad \mu^- + p \to n + \nu \text{ (μ-захват)},$$

$$\mu \to e + \nu + \bar{\nu} \text{ (μ-распад)}, \quad \pi \to \mu + \nu \text{ (π – μ-распад)},$$

$$\pi^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu, \quad K \to \mu + \nu, \quad K \to \mu + \nu + \pi, \quad K \to e + \nu + \pi, \quad \Lambda^0 \to p + e^- + \bar{\nu}.$$

Основными свойствами нейтрино, получаемыми, так сказать, по определению, являются следующие: заряд равен нулю, масса должна быть много меньше массы электрона, спин равен 1/2, проникающая способность огромная. Посмотрим, как она велика. В веществе должны иметь место столкновения нейтрино, обусловленные тем взаимодействием, которое ответственно за β-распад ядер. Иными словами, должны существовать, например, процессы типа

$$\bar{\nu} + p \to e^+ + n, \tag{1}$$

*Снимок взят из работы О.А.Займидороги и др. // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1804.

которые являются обратными обычному процессу β-распада нейтрона

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}.$$

Максимальную величину сечения процесса (1) можно получить из соображений размерности

$$\sigma \le \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\lambda}{c} \lambda^2,$$

где τ — время, характерное для β-распада (десятки секунд, при энергии электронов около 1 МэВ); λ — длина волны нейтрино, т.е. самая большая длина, с которой мы имеем дело в данном процессе. Для нейтрино с энергией около 1 МэВ $\sigma \le 10^{-43}$ см^2, что соответствует длине свободного пробега нейтрино, примерно равной 10^{16} км плотного вещества!

Процессы, в которых участвуют нейтрино, называются медленными, так как они маловероятны. Они обусловлены так называемым слабым взаимодействием. Хотя и все другие частицы испытывают слабое взаимодействие — самое распространенное из всех видов взаимодействий, нейтрино правильно рассматриваются в слабых взаимодействиях как главные действующие лица. Дело в том, что нейтрино испытывают *только* слабое взаимодействие, в то время как все другие частицы, кроме слабого взаимодействия, испытывают также электромагнитное или сильное взаимодействие или одновременно и то и другое. Если вспомнить, что пропорциональные квадратам констант связи интенсивности сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий примерно относятся друг к другу, как $1 : 10^{-2} : 10^{-12}$, то понятна уникально большая проникающая способность нейтрино по сравнению с другими элементарными частицами.

Необходимо сразу же отметить, что «свободные» нейтрино, т.е. нейтрино вдали от источника, были недавно наблюдены в опытах Райнеса и Коуэна. Эти опыты со свободными нейтрино играют очень важную роль при решении тех задач, о которых будет идти речь ниже. В частности, оказалось, что взаимодействие таких нейтрино с веществом приблизительно соответствует длине свободного пробега, которую можно ожидать из вышеупомянутых соображений размерности.

В опытах Райнеса и Коуэна использовались пучки $\bar{\nu}$ от реактора, т.е. антинейтрино с энергией порядка нескольких МэВ. Поток антинейтрино от очень мощного реактора (порядка нескольких сот тысяч кВт), который удается получить за его защитой в условиях, когда пучок антинейтрино достаточно очищен от нейтронов и γ-лучей, приблизительно равен 10^{13} см$^{-2}$·с$^{-1}$.

В опытах Райнеса и Коуэна детектором антинейтрино служил жидкий сцинтилляционный счетчик объемом около 1 м^3. При регистрации реакции (1) была измерена энергия позитрона, выделены два γ-кванта от аннигиляции позитрона и зарегистрированы после замедления нейтрона γ-лучи, соответствующие его ядерному захвату. Таким образом, для уменьшения фона полностью использовалась удивительная последовательность событий, характерная для реакции (1). Регистрировалось несколько событий в час. Большое значение этого опыта заключается в том, что впервые наблюдались эффекты, связанные с нейтрино независимо от

их процессов рождения, что сняло с нейтрино его мистический характер. Точность этих измерений была достаточной для проверки того обстоятельства, что сечение реакции (1), в согласии с теорией продольного нейтрино (см. ниже), в 2 раза превышает сечение, которое можно было бы ожидать в случае сохранения четности. О несохранении четности речь также будет идти позже.

Сделаем несколько замечаний о нетождественности нейтрино и антинейтрино. Тот факт, что нейтрино и антинейтрино суть разные частицы, был недавно доказан при помощи довольно трудного опыта. Важность этого опыта состоит не только в доказательстве нетождественности ν и $\bar{\nu}$, но также и в его значении для определения потока космических нейтрино, в частности, нейтрино от Солнца (между прочим, нейтрино от Солнца до сих пор не были зарегистрированы).

Мы определили антинейтрино как частицу, испускаемую в β^--распаде нейтрона, а нейтрино — как частицу, испускаемую в β^+-распаде протона, оставляя открытым вопрос о том, являются ли эти частицы тождественными. Мы знаем, что сечение реакции (1) имеет ожидаемую величину. Реакция



$$\nu + n \to p + e^-$$

вызвана тем же взаимодействием, что и реакция (1). Поэтому она может быть использована для регистрации нейтрино. Поскольку, однако, мишеней из свободных нейтронов не существует, необходимо использовать сложные ядра, например дейтроны, или ядра более тяжелых элементов. Реакция



$$\nu + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^- \qquad (2)$$

очень удобна по техническим соображениям (CCl_4 — дешевый продукт и, кроме того, из больших масс CCl_4 можно выделить совершенно ничтожное количество радиоактивного ^{37}Ar). Что же касается реакции



$$\bar{\nu} + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-, \qquad (3)$$

то в этом случае уже нельзя заранее сказать, наблюдаема она или нет. Это зависит от того, тождественны ли ν и $\bar{\nu}$. Опыт показывает, что сечение реакции (3) меньше 5% ожидаемой величины сечения реакции (2). Из этого следует, что $\nu \neq \bar{\nu}$. В чем различие ν и $\bar{\nu}$? В настоящее время известно, что нейтрино продольно поляризованы, причем нейтрино — левовращающийся объект, а антинейтрино — правовращающийся объект. Таким образом, ν и $\bar{\nu}$ различаются направлениями своих «спиральностей». Однако необходимо отметить, что пока не ясно, является ли различие в направлениях спиральностей единственным признаком, отличающим нейтрино от антинейтрино. Следует также заметить, что поведение нейтрино, описанное в теории продольного нейтрино, согласно которой нейтрино полностью поляризованы по направлению импульса, служит, так сказать, прототипом поведения всех других частиц (конечно, речь идет об их слабых взаимодействиях).

В табл.1 перечислены известные свойства нейтрино.

Что касается продольности нейтрино, то здесь мы встречаемся с очевидным случаем несохранения четности и неинвариантности по отношению к зарядовому

сопряжению (замена частиц на античастицы). Мы считаем весьма целесообразным, чтобы астрофизики обратили на этот аспект особое внимание в связи с тем, что проблема несохранения четности может иметь, по нашему мнению, макроскопические следствия. Дело в том, что закон инвариантности по отношению к пространственной инверсии *P* (замена знака всех координат на противоположный) можно сформулировать следующим образом: любое зеркальное отражение физического процесса является также реально существующим физическим процессом. Поэтому любая корреляция спин—импульс $\vec{\sigma}\vec{p}$ несовместима с законом сохранения четности, поскольку при зеркальном отражении $\vec{\sigma}$ не меняет знака, а $\vec{p}$ меняет. В частности, продольная поляризация элементарных частиц, например, продольность нейтрино и электронов в β-распаде несовместима с сохранением четности.

Таблица 1. Некоторые свойства нейтрино

	По теории продольного нейтрино	Эксперимент
Электрический заряд	0	0
Масса	0	< 250 эВ
Спин	$1/2h$	$1/2h$
«Нейтральность»	$\nu \neq \bar{\nu}$	$\nu \neq \bar{\nu}$
Спиральность	Полностью продольно поляризован	Степень поляризации > 97% ν — левый объект; $\bar{\nu}$ — правый объект
Магнитный момент	0	$< 10^{-9}\ \mu_Б$*

*$\mu_Б$ — магнетон Бора.

Аналогично, понятие о левом нейтрино и о правом антинейтрино явно несовместимо с инвариантностью по отношению к операции зарядового сопряжения *C*. Если же законы природы инвариантны по отношению к операции «комбинированной инверсии» *PC* Ландау, т.е. операции, при которой каждая частица переходит в античастицу и одновременно знаки всех координат заменяются на противоположные, то продольное нейтрино вполне законный объект. Какие макроэффекты могут вытекать из продольности частиц? Рассмотрим сначала один простой пример.

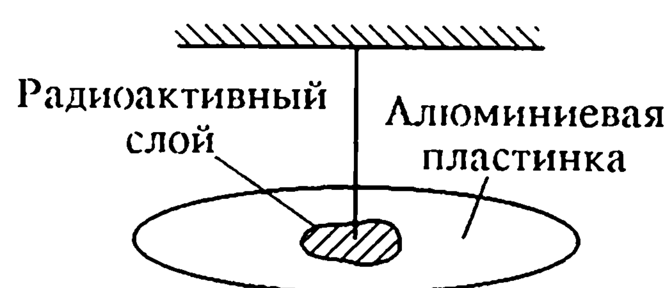


Рис.2. Схема идеального опыта для обнаружения макроскопического следствия несохранения четности

Пусть β-активная тонкая пластинка склеена с алюминиевой пластинкой и свободно подвешена на тонкой нити (рис.2). Электроны могут выходить только вверх, так как при выходе вниз они поглощаются в алюминии. Поскольку они продольно поляризованы, система будет при этом вращаться. Этот опыт прак-

тически осуществить очень трудно, но мы знаем, что в природе и во Вселенной большое значение могут иметь как раз такие явления, которые в лабораторных условиях кажутся незначительными. Наиболее ярким примером этого является гравитация. Автор совсем не уверен в существовании макроскопических эффектов несохранения четности, но, по нашему мнению, на этот вопрос стоило бы обратить внимание.

3. Физика нейтрино высоких энергий

Теперь перейдем к вопросу о нерешенных задачах физики нейтрино, представляющих большой интерес для теории элементарных частиц. В последние годы появилась новая область физики элементарных частиц — физика нейтрино высоких энергий. Если дать точное определение этой области, то можно было бы сказать, что к физике нейтрино высоких энергий относятся все нейтринные процессы, кроме β-распада. Но сейчас принято включать в физику нейтрино высоких энергий в основном процессы взаимодействия высокоэнергичных нейтрино с другими частицами. В ряде работ этой новой области физики были предложены различные опыты и сделан ряд теоретических предсказаний, и сейчас кажется весьма правдоподобным, что экспериментальные результаты, которые будут получены в этой области, способны сыграть решающую роль при построении будущей теории элементарных частиц.

Ниже будет перечислен ряд таких вопросов, причем особое внимание обращено на те стороны проблемы, которые связаны с опытами со свободными нейтрино.

4. Является ли четырехфермионное взаимодействие первичным?

Известно, что все слабые процессы можно «объяснить», по крайней мере феноменологически, в терминах взаимодействия между четырьмя фермионами. Но сразу возникает вопрос, является ли четырехфермионное взаимодействие первичным. В первых работах Юкавы о ядерных силах была сделана попытка интерпретировать β-распад ядер через виртуальное испускание мезона нуклоном с последующим распадом этого мезона.

Обозначим через B промежуточный мезон, который, как предполагается, является переносчиком слабого взаимодействия (для B-мезона, конечно, требуется значение спина, равное единице), и пусть g_B — константа связи B-мезона с нуклоном и вообще с фермионами. При этом четырехфермионное слабое взаимодействие уже не является первичным, а характеризуется феноменологической константой Ферми

$$G = \frac{10^{-5}}{M^2} \quad (h = c = 1),$$

где M — масса нуклона. В этом случае оно представляет взаимодействие второго порядка по отношению к константе первичного взаимодействия B-мезона,

которое имеет «промежуточную» интенсивность. Поскольку g_B, как и e и g_π, безразмерная константа, то из соображений размерности очевидно, что $G \sim g_B^2/M_B^2$, где M_B — масса промежуточного бозона. Поэтому, если $M_B \sim M$, то $g_B^2 \sim 10^{-5}$. Эту величину необходимо сравнить с $e^2 = 1/137$ и $g_\pi^2 \sim 10$. Эта частица B будет распадаться с характерным временем

$$\tau \sim (g_B^2 M_B)^{-1} \sim 10^{-18}\ \text{с}$$

по каналам

$$B \to \begin{cases} \pi + \pi \\ K + \pi \\ e + \nu \\ \mu + \nu \quad \text{и т.д.} \end{cases}$$

Когда энергия процессов слабого взаимодействия недостаточна для реального рождения B, то эффекты нелокальности, связанные с существованием B-мезона, малы и трудно наблюдаемы. Но если B может реально рождаться, то это приведет к ощутимым эффектам. Это связано с тем, что раз B родился, то он должен распасться, в частности, по одному из лептонных каналов. Отсюда следует, что если $M_B \sim M$, то в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях мы должны наблюдать испускание лептонов из «звезд». Их количество порядка 10^{-5} на «звезду», что представляет собой относительно большую величину. Трудность наблюдения лептонов от «звезд» связана не с малым числом событий, а скорее с обработкой большого количества событий. Во всяком случае, было бы крайне интересно установить испускание лептонов (или отсутствие их) в «звездах».

Другая очень интересная возможность обнаружения B-мезонов состоит в бомбардировке ядер A при помощи нейтрино больших энергий:

$$\nu + A \to B + \begin{Bmatrix} \mu \\ e \end{Bmatrix} + A;$$

$$B \to \begin{cases} \mu + \nu \\ e + \nu \end{cases}. \tag{4}$$

Из соображений размерности сечение этого процесса (см. диаграмму на рис.3)

$$\sigma \sim Z^2 e^4 \frac{g_B^2}{M_B^2}.$$

Для нейтрино с энергией в несколько ГэВ при $M_B = M$ имеем $\sigma \sim 10^{-37}$ см^2/нуклон (в случае Fe). Это больше, чем сечения, которые получаются в случае локального слабого взаимодействия, разумеется, с учетом формфактора нуклона. Сечение реакции (4) быстро увеличивается с ростом энергии нейтрино и уменьшается с увеличением M_B.

По этому вопросу следует заметить, что:

1) масса B-мезона должна удовлетворять соотношению $M_B \gtrsim M_K$ для того, чтобы не имел места процесс $K \to B + \pi$;

2) в реакции (4) имеется возможность наблюдать «неестественную пару» μe. Появление такой «неестественной» пары очень типично для реакций с образованием B при помощи высокоэнергичных нейтрино. Энергичные нейтрино получаются от распада на лету π-мезонов. Поскольку спектр нейтрино от распада пионов имеет вид ступеньки, простирающейся от нуля до максимальной энергии 0,42 E_π, то энергия образующихся нейтрино довольно мала и для поисков B-мезонов особенно важно иметь синхрофазотроны максимально большой энергии.

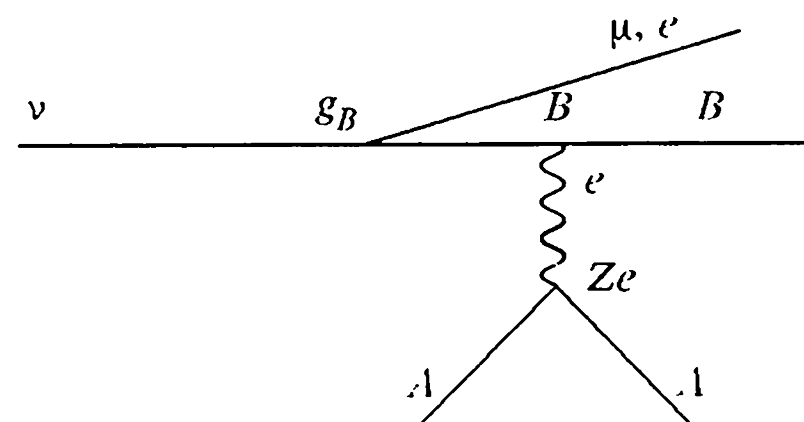


Рис.3. Диаграмма процесса (4)

Интенсивность пучков нейтрино, которую можно получить от тридцатигэвных ускорителей типа CERN или брукхейвенского на расстоянии около 100 м от внутренней мишени, составляет 10^3—10^4 на 1 см^2 на импульс для нейтрино с энергией, большей, чем 1 ГэВ.

Если сравнить условия опытов с высокоэнергичными нейтрино от ускорителей и опытов с нейтрино от реакторов, то будет видно, что абсолютное число событий во втором случае на несколько порядков больше, чем в первом. Однако условия фона гораздо более благоприятны в опытах с нейтрино высоких энергий, особенно благодаря импульсному характеру работы ускорителей.

О состоянии поисковых опытов с нейтрино высоких энергий будет сказано несколько позже.

5. Являются ли ν_e и ν_μ тождественными частицами?

В настоящее время совершенно неизвестно, являются ли нейтрино, испущенные в β-распаде, и нейтрино, испущенные в π–μ-распаде, тождественными. Мы определим электронное нейтрино (ν_e) и мюонное нейтрино (ν_μ) реакциями

$$e^- + p \to n + \nu_e, \qquad \mu^- + p \to n + \nu_\mu,$$

оставляя открытым вопрос о тождественности ν_e и ν_μ, который может быть решен только на опыте. Идея о нетождественности ν_e и ν_μ возникла в связи с тем, что некоторые процессы распада, как, например, $\mu \to e + \gamma$ и $\mu \to e + e + e$ отсутствуют (по крайней мере, их до сих пор не наблюдали). Это наводит на мысль о том, что переходы $\mu \to e$ запрещены существованием некоторых квантовых чисел (или «зарядов»), сохранение которых требуется законами природы.

Если это так, то ν_μ имеет мюонный «заряд» (а не электронный) и ν_e имеет электронный «заряд» (а не мюонный).

Идея опыта, предназначенного для выяснения тождественности ν_e и ν_μ, напоминает идею опыта с ^{37}Cl, о котором говорилось при рассмотрении вопроса о тождественности нейтрино и антинейтрино. Рассмотрим реакцию

$$\bar{\nu}_\mu + p \to n + e^+.$$

Сечение этой реакции равно нулю, если $\nu_e \neq \nu_\mu$; если же $\nu_e \equiv \nu_\mu$, то его можно рассчитать. Для нейтрино с энергией 2 ГэВ это сечение равно $(0{,}4—0{,}8) \cdot 10^{-38}$ см^2 и приблизительно равно сечению реакции

$$\bar{\nu}_\mu + p \to n + \mu^+.$$

В настоящее время для выяснения этого вопроса проводятся опыты в Брукхейвенской лаборатории, и на поставленный вопрос ожидается определенный ответ в течение ближайших нескольких месяцев*.

Для обнаружения заряженных лептонов в реакции, вызванной нейтрино, используется большая искровая камера с пластинками Al толщиной примерно 2,5 см. Общий вес используемого алюминия составляет порядка 10 т. Ожидается несколько событий в день на тонну вещества. Для уменьшения фона, который может быть связан с космическим излучением, удалось достичь длительности импульса от синхрофазотрона порядка 35 мкс. Кроме того, пучок имеет тонкую структуру: каждые 200 наносекунд получается «плевок» длительностью около 10 наносекунд. Это дает возможность, используя различие во времени пролета нейтрона и нейтрино, значительно уменьшить нейтронный фон.

6. Имеется ли аномальное ν_μ–N-взаимодействие?

С теоретической точки зрения этот вопрос обсуждался Кобзаревым и Окунем. Предположим, что имеются два типа нейтрино. Разные опыты, например опыт по определению $g-2$ для мюона или опыт, в котором были проведены поиски рассеяния мюонов на ядрах под большими углами, не исключают относительно сильного аномального (т.е. неэлектромагнитного) взаимодействия мюона.

Если выразить аномальное взаимодействие в терминах некоторого четырехфермионного взаимодействия с константой F, то максимальная величина F_{max}, совместимая с опытом по определению $g-2$, дается соотношением $F_{max} < 10^{-1}/M^2$. Видно, что F_{max} на четыре порядка больше, чем G — константа слабого взаимодействия.

*На XI Международной конференции по физике высоких энергий было сообщено, что вопрос уже решен экспериментально (см. приложение в конце статьи).

Если аномальное взаимодействие испытывают и мюонные нейтрино и нуклоны, то, согласно идеям Окуня и Кобзарева, имеет смысл искать процесс рассеяния нейтрино на нуклоне (ν_μ–N-рассеяние). Максимально допустимое сечение рассеяния при энергии 2 ГэВ может достигать величины 10^{-31} см^2. Как видно, существующие экспериментальные сведения оставляют широкий простор для возможности существования аномального взаимодействия.

В опытах, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ, искалось аномальное рассеяние мюонных нейтрино на протонах. Поскольку максимально допустимая величина сечения этого процесса на несколько порядков превышает ожидаемую величину сечения для слабого взаимодействия, стала возможной постановка опыта на пучке высокоэнергичных нейтрино относительно малой интенсивности при помощи «детектора» нейтрино сравнительно небольшой массы.

Опыты показали, что сечение ν_μ–N-рассеяния меньше, чем 10^{-32} см^2. Исследования интенсивности космических лучей дают даже более точные сведения, а именно $\sigma_{\nu_\mu - N} < 10^{-34}$ см^2, что значительно уменьшает вероятность существования аномального взаимодействия. Эти опыты представляют интерес и с чисто феноменологической точки зрения, вне рамок работы Окуня и Кобзарева, так как в действительности нет никаких данных по ν–N-рассеянию. Этот процесс никак не связан с известным слабым взаимодействием и поэтому требует самостоятельных исследований.

7. Имеется ли ν–e-взаимодействие?

На этот вопрос теория дает положительный ответ, но ясно, что необходимо экспериментальное исследование поставленного вопроса. Разумеется, что речь идет о ν–e-рассеянии первого порядка по константе слабого взаимодействия. В принципе эти эксперименты могут быть выполнены с нейтрино низкой энергии (например, нейтрино от реакторов с энергией около 1 МэВ). Такой опыт в настоящее время планирует Райнес. С другой стороны, по-видимому, эти эксперименты можно проводить и с нейтрино высоких энергий.

При постановке опытов с нейтрино малых энергий трудности в основном связаны с наличием фона. Райнес собирается осуществить этот опыт при помощи нескольких сотен «антисовпадающих» сцинтилляционных счетчиков NaJ с общим весом около двух тонн. Сечение процесса $\nu + e \to \nu + e$ по расчету равно $8 \cdot 10^{-42}\, E$ см^2, где E — энергия нейтрино в ГэВ.

Вместо реактора можно использовать моноэнергетические нейтрино от реакций, вызванных остановившимися мезонами типа

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu;$$

$$\mu^- + A \to A' + \nu.$$

В первой реакции нейтрино имеет энергию 28 МэВ, а во второй реакции — около 100 МэВ. Ускорителем для этой цели может служить циклотрон с прост-

ранственной вариацией магнитного поля, который способен давать величину тока ускоренных протонов, близкую к миллиамперу. Использование моноэнергетических нейтрино дает возможность использовать кинематические особенности исследуемых реакций для уменьшения фона*.

8. Имеются ли нейтральные токи в слабых взаимодействиях?

Наиболее признанный вариант теории слабых взаимодействий, предложенный Фейнманом и Гелл-Манном, предполагает, что имеются только «заряженные» токи, т.е. лагранжиан имеет такой вид, что для четырехфермионного слабого взаимодействия требуется взаимодействие заряженной пары фермионов с собой или с другой заряженной парой. Априори не исключена возможность того, что имеются и «нейтральные» токи типа (ee), $(\mu\mu)$, $(\nu\nu)$, (pp), (nn), $(\Lambda\Lambda)$, (μe), (Λn). Правда, ток (μe) не может существовать, потому что его присутствие подразумевает относительно большую вероятность процесса $\mu \to e + \gamma$, который, согласно экспериментальным данным, является маловероятным. Поэтому Фейнман и Гелл-Манн предполагали, что вообще нет нейтральных токов. Однако отсутствие тока (μe) не означает, что все возможные нейтральные токи отсутствуют. Вопрос о симметричных нейтральных токах (ee), $(\mu\mu)$, $(\nu\nu)$, (pp), (nn), $(\Lambda\Lambda)$ вполне актуален, так как в действительности ни один экспериментальный результат не противоречит гипотезе симметричных нейтральных токов. Более того, малая вероятность процесса $\mu \to e + \gamma$ могла бы быть связанной с существованием таких токов. Присутствие этих токов имело бы следующие следствия:

1. Должны существовать слабые процессы взаимодействия, например, рассеяние электронов на протонах и на электронах без сохранения четности. Экспериментальные данные по этой проблеме отсутствуют и будет крайне трудно их получить.

2. Возбужденные ядра должны испускать пары $\nu\bar{\nu}$. Этот эффект практически не наблюдаем в лабораторных условиях из-за его малой вероятности по сравнению с вероятностью обычных электромагнитных процессов. Однако присутствие нейтральных симметричных токов могло бы иметь важные следствия в астрофизике, а это и есть причина того, почему эти процессы затронуты в настоящей статье.

3. В опытах с пучками высокоэнергетичных нейтрино должны быть наблюдаемы события нейтрино-нуклонного рассеяния (и звезды в сложных ядрах), не сопровождающиеся заряженными лептонами. Поиски этих процессов с сечением порядка 10^{-38}—10^{-40} см^2/нуклон могли бы ответить на вопрос о присутствии нейтральных токов в слабых взаимодействиях.

---

*После открытия существования двух сортов нейтрино (см приложение в конце статьи) описанная постановка опыта невозможна, так как рассеяние мюонных нейтрино на электронах в первом порядке по константе слабого взаимодействия не будет происходить.

9. Некоторые замечания о макроскопических эффектах, связанных с нейтрино

Рассмотрим вкратце некоторые данные, показывающие, что нейтрино непременно должны играть заметную роль в явлениях макроскопического масштаба.

Прежде всего, необходимо сказать (подробно это будет обсуждено в следующем разделе), что нейтрино образуются в большом количестве в ядерных превращениях внутри звезд, в частности, в процессах β-распада разных нестабильных ядер. Как уже было отмечено, нейтрино обладают огромной проникающей способностью. Чтобы почувствовать, как велика длина свободного пробега нейтрино, например с энергией около 1 МэВ, необходимо представить себе чугунную плиту толщиной, в миллиарды раз превышающей расстояние от Земли до Солнца! Естественно, что нейтрино выходят без всяких затруднений из звезд, например из Солнца, причем перенос энергии, связанный с потоком солнечных нейтрино на поверхность Земли, составляет несколько процентов от солнечной константы.

Другой пример макроскопического эффекта нейтрино состоит в том, что урановый реактор мощностью в сотни тысяч киловатт «теряет» в виде нейтрино десятки тысяч киловатт.

Этих примеров достаточно для того, чтобы осознать важность нейтрино в макромире. Но довольно часто встречается ситуация, когда конкретную количественную роль нейтрино в том или ином явлении нельзя оценить из-за отсутствия сведений о некоторых свойствах нейтрино: ответы на довольно тонкие вопросы физики элементарных частиц (например, существование $e\nu$-взаимодействия или существование нейтральных токов в слабых взаимодействиях) имеют далеко идущие астрофизические следствия. С другой стороны, имеются и случаи, когда можно утверждать, что нейтрино играли бы огромную роль в звездах при определенных значениях плотности и температуры, но неизвестно, осуществляются ли такие условия в действительности.

10. Нейтрино и Солнце

Несмотря на то, что относительно вопроса об образовании нейтрино в звездах остается много неизвестного, все-таки некоторые вполне определенные утверждения по этому вопросу могут быть сделаны. Например, поток нейтрино от Солнца на поверхность Земли известен и по порядку величины равен 10^{11} см$^{-2}\cdot$ с$^{-1}$. Можно также утверждать, что Солнце испускает именно нейтрино, а не антинейтрино. Это связано с типами ядерных реакций, которые могут иметь место в звездах (в отличие от антизвезд, если последние существуют).

Как известно, энергия Солнца и других звезд освобождается в водородных и углеродных циклах, в которых водород превращается в гелий, при этом около 5% энергии Солнца и звезд главной последовательности излучается в виде нейтрино (табл.2).

Однако надо заметить, что относительная важность каждого цикла неизвестна и мы знаем только, что Солнце и «холодные» звезды в основном работают на

водородном цикле, в то время как в более горячих звездах имеет место углеродный цикл. В центральной части Солнца, по-видимому, осуществляется и углеродный цикл. Что же касается разных каналов водородного цикла, мы практически не располагаем какими-либо достоверными сведениями.

Таблица 2. Процессы, отвечающие за выделение энергии в Солнце

Процессы на Солнце	Характер нейтринного спектра	Энергия нейтрино, МэВ
Водородные циклы		
а) $^{1}H + {}^{1}H \rightarrow {}^{2}H + \nu + e^{+}$	Непрерывный	$E_{max} \sim 0{,}5$
$^{2}H + {}^{1}H \rightarrow {}^{3}He + \gamma$		
$^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He + {}^{1}H + {}^{1}H$		
б) $^{3}He + {}^{4}He \rightarrow {}^{7}Be + \gamma$		
$^{7}Be + e^{-} \rightarrow \begin{cases} ^{7}Li + \nu \\ ^{7}Li^{*} + \nu \end{cases}$	Монохроматичен Монохроматичен	$E \sim 0{,}9$ $E \sim 0{,}4$
$^{7}Li^{*} \rightarrow {}^{7}Li + \gamma$		
$^{7}Li + {}^{1}H \rightarrow {}^{4}He + {}^{4}He$		
в) $^{7}Be + {}^{1}H \rightarrow {}^{8}B + \gamma$		
$^{8}B \rightarrow {}^{8}Be^{*} + e^{+} + \nu$	Непрерывный	$E_{max} \sim 14$
$^{8}Be^{*} \rightarrow {}^{4}He + {}^{4}He$		
Углеродный цикл		
$^{12}C + {}^{1}H \rightarrow {}^{13}N + \gamma$	Непрерывный	$E_{max} \sim 1{,}2$
$^{12}N \rightarrow {}^{13}C + e^{+} + \nu$		
$^{13}C + {}^{1}H \rightarrow {}^{14}N + \gamma$		
$^{14}N + {}^{1}H \rightarrow {}^{15}O + \gamma$		
$^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^{+} + \nu$	Непрерывный	$E_{max} \sim 1{,}7$
$^{15}N + {}^{1}H \rightarrow {}^{12}C + {}^{4}He$		

Как видно из табл.2, нейтрино, испускаемые Солнцем и другими звездами главной последовательности, имеют разные спектры. В частности, имеются интенсивные монохроматические нейтрино от процесса электронного захвата. О возможности регистрации нейтрино от Солнца и о значении соответствующих исследований будет сказано ниже. Здесь лишь отметим, что разные механизмы испускания нейтрино-антинейтринных пар, связанные с процессом электрон-нейтринного взаимодействия (см. ниже), не играют существенной роли в Солнце и в звездах с низкими температурами и плотностями.

11. Излучение нейтрино-антинейтринных пар, связанное с электрон-нейтринным взаимодействием

Как мы видели (см. раздел 7), теория слабых взаимодействий в ее самом распространенном виде предполагает, что реакция $\nu + e \to \nu + e$ имеет место с вероятностью, сравнимой с вероятностью всех других процессов слабого взаимодействия. Необходимо заметить, что никакого экспериментального доказательства этого не существует. Если предположить, однако, что это так, то в приложении к астрофизике возникают очень интересные следствия.

Из электрон-нейтринного взаимодействия следует, что электронно-позитронная аннигиляция может происходить с испусканием нейтрино-антинейтринной пары ($\nu + e \to \nu + e$, поэтому $e^{+} + e^{-} \to \nu + \bar{\nu}$). Следовательно, в электромагнитных процессах вместо испускания фотона становится возможным испускание пары $\nu\bar{\nu}$ (через виртуальную пару $e^{+}e^{-}$). Эта общая фундаментальная связь между электромагнитными явлениями и лептонными процессами прямо вытекает из электрон-нейтринного взаимодействия (когда имеются только заряженные токи). Хотя испускание пары $\nu\bar{\nu}$ в одном элементарном акте взаимодействия крайне маловероятно по отношению к испусканию фотона, однако огромная проникающая способность нейтрино заставляет думать о возможности эффектов, связанных с нейтрино-электронным взаимодействием в больших телах, находящихся при высокой температуре. Оказывается, что на некоторой стадии эволюции звезд энергия, излучаемая в пространство в виде нейтрино-антинейтринных пар, становится сравнимой по величине с энергией, испускаемой в виде фотонов. При дальнейшей эволюции звезд их нейтринная светимость значительно превышает фотонную светимость. Ниже приведены только некоторые выводы, так как подробные результаты о нейтринной светимости звезд, связанной с электрон-нейтринным взаимодействием, излагаются в статье В.С.Пинаева*.

1. Рассматриваемые здесь механизмы нейтринной светимости, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, подразумевают испускание пар нейтрино—антинейтрино, а не нейтрино по отдельности, как это бывает в ядерных превращениях, характерных для Солнца (см. табл.2).

2. Эффекты, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, важны только в звездах с большой плотностью и высокой температурой, когда легкие элементы практически уже выгорели (до $Z \gtrsim 10$) и поэтому не играют существенной роли в энергетическом балансе Солнца. Преобладание нейтринной светимости над фотонной при большом Z связано и с тем, что когда Z увеличивается, пробег гамма-квантов уменьшается, в то время как сечение образования пар $\nu\bar{\nu}$ увеличивается.

3. Электрон-нейтринным взаимодействием обусловлен ряд процессов, важность которых зависит от температуры и плотности звезд. Из них основные следующие:

*См. Вопросы космогонии. М : Изд-во АН СССР, 1963, т.9, с 175.

$e^- + Z \to e^- + Z + \nu + \bar{\nu}$ — нейтринное тормозное излучение;

$\gamma + e^- \to e^- + \nu + \bar{\nu}$ — фотонейтринный эффект на электроне;

$\gamma + Z \to Z + \nu + \bar{\nu}$ — фотонейтринный эффект на ядре;

$e^+ + e^- \to \nu + \bar{\nu}$ — нейтринная аннигиляция электронно-позитронной пары.

4. Нейтринная светимость становится сравнимой с фотонной при $T \sim 10$ кэВ, $\rho = 2 \div 3 \cdot 10^3$ г/см^3 и $Z = 12$. Для более плотных и горячих звезд фотонная светимость уже совсем незначительна по сравнению с нейтринной светимостью. Для звезд с плотностью $\rho \sim 10^4$ г/см^3 энергия $q_{\nu\bar{\nu}}$, выделяемая 1 см^3 вещества звезды в одну секунду, связанная с $e\nu$-взаимодействием, находится в интервале 10^4—10^{14} эрг/(см$^3 \cdot$ с) соответственно интервалу температур 10—100 кэВ. Относительный вклад перечисленных выше нейтринных процессов зависит от T. Если зафиксировать $Z = 12$ и $\rho = 10^4$ г/см^3, то при низких температурах ($T \leq 10$ кэВ) преобладают процессы нейтринного тормозного излучения, при $T < 50$ кэВ — фотонейтринные эффекты и при $T \geq 50$ кэВ — нейтринная аннигиляция электронно-позитронных пар.

5. Нейтринные процессы, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, должны играть очень большую роль в эволюции белых карликов. Они существенно должны влиять и на динамику взрыва сверхновых.

В заключение заметим, что в условиях очень больших плотностей и температур механизм «перекачивания» энергии в нейтрино-антинейтринную компоненту является довольно общим свойством материи.

12. URCA-процесс

Существует еще один процесс, который в благоприятных условиях может дать заметный вклад в нейтринную светимость. По не очень ясным причинам он вошел в литературу под названием URCA-процесса.

В этом процессе пары $\nu\bar{\nu}$ испускаются не благодаря $e\nu$-взаимодействию, а рождаются по отдельности (т.е. одно ν и затем одно $\bar{\nu}$) из-за каталитического действия электронов:

$$e^- + Z \to (Z - 1) + \nu;$$

$$(Z - 1) \to Z + e^- + \bar{\nu}.$$

Процесс состоит в том, что при высоких температурах электроны могут вызывать обратные β-процессы с образованием ν и радиоактивного ядра, затем распадающегося с испусканием $\bar{\nu}$.

URCA-процесс фундаментально отличается от механизмов испускания пар $\nu\bar{\nu}$, основанных на $e\nu$-взаимодействии. Последние суть процессы беспороговые, а URCA-процесс — эффект с определенным порогом. По этой причине роль URCA-процесса сильно зависит от химического состава звезд и ее трудно оценить.

13. Нейтральные токи и астрофизика

Мы видели, что в слабых взаимодействиях еще не доказано отсутствие симметричных нейтральных токов типа (*ee*), ($\nu\nu$), ($\mu\mu$), (*pp*), (*nn*). Если такие нейтральные токи существуют, то становятся возможными процессы испускания пар $\nu\bar{\nu}$ из возбужденных ядер. Эти процессы аналогичны процессам β-радиоактивности ядер: вместо электрона и нейтрино испускается пара $\nu\bar{\nu}$. Эта нейтринная радиоактивность не связана с электромагнитными процессами и отличается от вызванного электрон-нейтринным взаимодействием испускания пар $\nu\bar{\nu}$ тем, что она является процессом порядка G^2, а не G^2e^4. Поэтому ясно, что нейтринная радиоактивность может быть очень важной для астрофизики, если нейтральные токи действительно существуют в природе.

14. Нейтрино и космогония

Недавно появился ряд работ, в которых обсуждается возможная роль нейтрино в космогонии. Однако детальное изложение роли нейтрино в космогонии выходит за рамки настоящей статьи, и поэтому мы ограничимся перечислением некоторых очень интересных вопросов. Соответствующая литература тем не менее представлена достаточно полно.

Как известно, красное смещение принято интерпретировать как следствие расширения Вселенной. Согласно общей теории относительности, «однородная» модель А.А.Фридмана приводит к разным космогоническим возможностям в зависимости от величины (средней) плотности материи $\bar{\rho}$ во Вселенной. Если $\bar{\rho}$ меньше некоторой критической величины $\rho_{кр}$, которая оценивается около $2\cdot 10^{-29}$ г/см^3, то Вселенная продолжает расширяться неограниченно (открытая модель). Если же $\bar{\rho} > \rho_{кр}$ (закрытая модель), то расширяющаяся Вселенная когда-то перестанет расширяться и начнет сжиматься, а затем снова перейдет в состояние расширения (пульсирующая Вселенная).

Средняя плотность нуклонов во Вселенной по порядку величины равна 10^{-29} г/см^3 ($\sim 10^{-2}$ МэВ/см^3). Так как эта величина неизвестна достаточно точно, то нельзя утверждать, больше она или меньше $\rho_{кр}$.

Возникает вопрос: не может ли плотность энергии нейтрино и антинейтрино во Вселенной быть сравнимой с плотностью энергии водорода ρ_N или даже больше ее. Вопрос о большей плотности нейтрино и антинейтрино возникает, естественно, при обсуждении *PC*-асимметрии мира совместно с гипотезой о существовании антимиров. В литературе неоднократно обсуждалась возможность существования антимиров, возникающих в результате флуктуации зарядово-симметричной Вселенной. Хотя сейчас не существует никаких экспериментальных оснований, указывающих на реальность существования антимиров, следует заметить, что флуктуационная гипотеза требует, чтобы во Вселенной существовал (сейчас или когда-то в прошлом) большой зарядово-симметричный «фон». Такой фон в принципе должен был бы состоять в значительной степени из ν и $\bar{\nu}$ одинаковой плотности.

Что известно о плотности энергии нейтрино? В области энергии нейтрино $\gtrsim 1$ ГэВ измерения интенсивности космических лучей под землей показали, что плотность энергии нейтрино по крайней мере на три порядка меньше, чем ρ_N. Что касается области энергии порядка нескольких МэВ, экспериментальные данные (полученные из анализа опытов Райнеса и Коуэна и Дэвиса на основании гипотезы, что «фон» в их установке был обусловлен космическими нейтрино) не исключают значение плотности энергии нейтрино и антинейтрино, значительно превышающее ρ_N.

Однако если рассматривать гравитационные следствия нейтрино любой энергии применительно к расширяющейся Вселенной, можно показать, что максимальная плотность энергии нейтрино $\rho_{\nu\bar{\nu}}$ не может значительно превышать ρ_N ($\bar{\rho} \sim \rho_N + \rho_{\nu\bar{\nu}} < 10\,\rho_N$). Заметим, что ядерно-физические опыты в этом случае ($E_\nu \lesssim 1$ МэВ) дают меньше сведений, чем оценка, основанная на гравитационных действиях нейтрино. Как бы то ни было, оказывается, что плотность энергии ν и $\bar{\nu}$ в настоящее время не велика по сравнению с плотностью энергии водорода. Это, на первый взгляд, противоречит флуктуационной гипотезе, так как, казалось бы, не хватает «фона», из которого возникали бы флуктуации. Это противоречие, однако, естественно разрешается.

Из уравнений общей теории относительности следует, что средняя энергия релятивистских частиц (нейтрино в нашем случае) падает пропорционально кривизне пространства a^{-1} (плотность энергии этой частицы падает как a^{-4}). Иными словами, в прошлом средняя энергия нейтрино должна была быть больше современной во столько раз, во сколько раз была больше кривизна. Поэтому в прошлом, когда плотность материи была колоссальной, плотность энергии нейтрино (и фотонов, и вообще плотность симметричной энергии, не связанной с массой покоя) могла на много порядков превышать плотность полной энергии нуклонов. Это могли быть условия, при которых происходили флуктуации. Конечно, механизм флуктуации не обсуждается и вопрос о первичности пар нейтрино и антинейтрино остается открытым. Здесь можно только заметить, что рассмотренный выше механизм «перекачивания» энергии в нейтрино-антинейтринную компоненту, связанный с рассеянием нейтрино на электронах, должен обеспечивать преобладание «симметричной» формы энергии в виде пар $\nu\bar{\nu}$ над другими «симметричными» формами энергии (энергии фотонов, тепловой энергии и т.д.).

Таким образом, и независимо от флуктуационной гипотезы кажется довольно вероятным, что динамика Вселенной, если действительно она пульсирующая, определяется, по крайней мере во время фазы ее сжатия, плотностью энергии ν и $\bar{\nu}$.

В этой фазе нейтрино имеют очень высокую энергию.

15. Экспериментальная нейтринная астрономия

а) **Введение.** Под нейтринной астрофизикой и астрономией понимают науку, описывающую многочисленные явления, в которых первостепенную роль играют нейтрино. Имеются две стороны нейтринной астрофизики.

Во-первых, нейтрино участвуют в ряде процессов, которые происходят внутри звезд и в космосе вообще. Поэтому астрофизика и космология как теоретические науки должны учитывать роль этих частиц в динамических внутризвездных процессах и в космосе. Этой стороне нейтринной науки были посвящены предыдущие параграфы.

Во-вторых, нейтрино, вылетающие из звезд и вообще из космического пространства, могут быть зарегистрированы в опытах, выполненных на земле или на космических кораблях, с целью получить ценные сведения о Вселенной. Эта сторона нейтринной астрономии как экспериментальной науки, на которой следует остановиться, особенно заманчива. Дело в том, что до сих пор нам был доступен практически единственный тип излучения, попадающего на землю из космического пространства — электромагнитные волны, причем слова «практически единственный» тип излучения следует понимать в том смысле, что в последнее время с позиций астрофизики исследуются также и космические лучи.

Когда мы получим возможность регистрировать интенсивность, энергию и направление нейтрино и антинейтрино, летящих от отдельных звезд и от космического пространства, в наших руках появятся мощные способы решения астрофизических задач. Заметим, в частности, что, когда астрономы регистрируют электромагнитные волны, они не «смотрят» глубоко внутрь звезд, ибо эти волны исходят только из поверхностного слоя небесного тела, в то время как из-за колоссальной проникающей способности нейтрино их регистрация даст возможность заглянуть очень глубоко внутрь звезд. Эта крайне интересная возможность является весьма реальной только при исследовании ядерных реакций внутри Солнца и будет обсуждена позже.

Что касается менее реальных вещей, то мы только укажем на некоторые принципиальные возможности экспериментальной нейтринной астрономии, причем сразу надо заметить, что практическое осуществление этих возможностей очень далеко и, быть может, никогда не достижимо.

После того как будут зарегистрированы нейтринные потоки от Солнца, необходимо будет сделать следующий шаг — измерить нейтринные потоки от космического пространства (мы уже видели, насколько важна эта задача) и от отдельных галактик. Для этого необходимо увеличить чувствительность современных методов регистрации более чем в миллион раз. Поэтому мы не останавливаемся подробно на этих вопросах, а проиллюстрируем только одну принципиальную возможность, которая открывается перед нейтринной астрономией. Это касается проблемы антимиров — миров, целиком построенных из античастиц.

Могут ли наблюдения на Земле сказать нам, существуют ли антимиры? Допустим, мы видим какое-то небесное тело и хотим узнать, из вещества или антивещества оно построено. Наблюдение света и вообще электромагнитных волн никак не может ответить на этот вопрос. Свет, испускаемый, скажем, атомом водорода, тождествен свету, испускаемому атомом антиводорода, так как фотоны являются истинно нейтральными частицами, т.е. они не имеют никаких зарядов и не отличаются от своих античастиц.

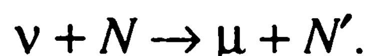
А как обстоит дело в случае нейтринного излучения? Мы уже видели, что Солнце испускает нейтрино, а не антинейтрино. Это также справедливо и для

любых звезд, где основной источник энергии — термоядерные реакции превращения водорода в гелий. Если представить себе антисолнце, внутренние процессы которого аналогичны солнечным, т.е. что источником энергии там служит превращение антиводорода в антигелий, то такие антисолнца дадут свет, не отличимый от света нашего Солнца. Однако они будут испускать антинейтрино, а не нейтрино! Таким образом, видно, какие перспективы могут открыться перед нейтринной астрономией, хотя следует предостеречь от слишком оптимистического представления о возможности решения изложенного вопроса. Дело не только в крайне малой интенсивности нейтрино и антинейтрино. Самая большая трудность связана с тем, что неизвестно, как создать эффективный нейтринный телескоп. Для того чтобы утверждать, что нейтринное излучение приходит из определенного небесного тела, необходимо измерить угловое распределение продуктов расщепления, вызванных нейтрино. Оказывается, что угловое распределение по отношению к направлению падающего пучка совсем не чувствительно (в случае нейтрино с энергией несколько МэВ или меньше). Эта трудность так велика, что я не уверен в том, что вышеупомянутая задача будет когда-нибудь решена. Но сама принципиальная возможность такого решения достаточно интересна.

Задача построения нейтринного телескопа значительно упрощается для высокоэнергичных нейтрино ($E_\nu \gtrsim 1$ ГэВ). Но об этом будет сказано ниже.

б) **Нейтрино и интенсивность космических лучей под Землей.** Определение интенсивности космических нейтрино высоких энергий и их направления представляет большой интерес.

Детектором нейтрино может служить сложная установка из сцинтилляционных счетчиков, помещенная на большую глубину и регистрирующая мюоны, образованные нейтрино в реакциях типа



$$\nu + N \to \mu + N'.$$

Согласно М.А.Маркову, подземная установка фиксирует мюоны от нейтрино, идущих из нижней полусферы, т.е. проходящих всю Землю. Это возможно, конечно, так как длина свободного пробега нейтрино несравнимо больше диаметра Земли. Таким образом, можно исключить фон космических мюонов не нейтринной природы, поскольку заряженные частицы не могут проходить через Землю. Предполагается зарегистрировать, во-первых, «атмосферные» нейтрино, т.е. нейтрино от распада пионов, образованных в столкновениях протонной компоненты космических лучей в атмосфере. Эти исследования более интересны с точки зрения физики элементарных частиц, чем с позиций астрономии. Во-вторых, не исключено изучение направления в пространстве локализованных источников космических нейтрино; если они имеются, то это может открыть новые горизонты для астрономии. Экспериментальная нейтринная астрофизика — очень молодая наука. Может даже показаться, что она еще не родилась, так как речь все время идет о будущем времени. Но уже проводились опыты, дающие сведения о космических потоках нейтрино. Правда, нейтрино до сих пор не обнаруживались, а результаты носят отрицательный характер. Найдено, что плотность энергии высокоэнергичных нейтрино ($E_\nu \gtrsim 1$ ГэВ) меньше 10^{-5} МэВ/см^3, т.е. по крайней

мере на три порядка меньше плотности энергии водорода во Вселенной. Примечательно, что этот результат получен из анализа блестящих измерений подземной интенсивности космических лучей, в цель которых не входило извлечь сведения о нейтрино.

в) **Солнечная экспериментальная нейтринная астрофизика.** Мы видели (см. табл.2), что разные реакции, являющиеся источником энергии Солнца, сопровождаются испусканием нейтрино разных интенсивностей и спектров. Первостепенный теоретический интерес имеет вопрос: какие именно ядерные реакции происходят в центральной части Солнца? Поскольку вероятность взаимодействия (и поэтому чувствительность регистрации) нейтрино сильно зависит от их энергии, здесь имеется уникальная возможность получить ценные сведения о Солнце. Конечно, первоочередная задача нейтринной астрономии — зарегистрировать солнечные нейтрино. Каким образом это возможно? Мы уже знакомы с реакцией взаимодействия нейтрино с ядром ^{37}Cl, $\nu + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$. Порог этой реакции, т.е. порог детектора нейтрино, около 0,8 МэВ, так что регистрация солнечных нейтрино невозможна, если единственным источником нейтрино является реакция $p + p \to d + e^+ + \nu$ (см. табл.2). С другой стороны, в процессах распада



$$^{13}\mathrm{N} \to {}^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu, \qquad {}^{15}\mathrm{O} \to {}^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu$$

и особенно в процессе



$$^{8}\mathrm{B} \to {}^{8}\mathrm{Be}^* + e^+ + \nu$$

рождаются нейтрино с энергией больше порога детектора.

Пока известен только один эффективный метод регистрации нейтрино с энергией в несколько МэВ, основанный на использовании реакции $\nu + {}^{37}\mathrm{Cl} \to$ $\to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$. Чувствительность этого метода такова, что в настоящее время задача регистрации солнечных нейтрино, хотя и крайне трудна, но реальна. Не исключено, что в будущем будет придуман новый эффективный метод регистрации мегавольтных нейтрино.

Для полноты картины напомним, что хорошим методом регистрации мегавольтных антинейтрино является реакция Райнеса и Коуэна $\bar{\nu} + p \to n + e^+$.

Что же касается ν и $\bar{\nu}$ с энергией $\ll 1$ МэВ, то, к сожалению, сейчас нет никаких методов для их регистрации.

Заключение

В табл.1 приведены известные свойства нейтрино. Некоторые из свойств нейтрино еще неизвестны; в частности, неизвестно, существует ли очень важный для астрофизики процесс нейтрино-электронного рассеяния.

Самое характерное для нейтрино — его огромная проникающая способность; с этим свойством связана роль нейтрино в космосе. Солнце и звезды главной последовательности испускают нейтрино, а не антинейтрино. Энергия, испускаемая такими звездами в виде нейтрино, составляет несколько процентов энергии выделения.

В тяжелых ($\tilde{Z} \sim 12$) звездах с высокой температурой ($T > 10$ кэВ) и плотностью ($\rho > 3 \cdot 10^3$ г/см^3) нейтринная светимость преобладает над фотонной. Эти объекты испускают пары нейтрино—антинейтрино благодаря разным механизмам (нейтринное тормозное излучение, фотонейтринные эффекты, нейтринная аннигиляция позитрона и электрона), имеющим одно общее свойство: все они связаны с взаимодействием нейтрино с электронами первого порядка по константе слабого взаимодействия.

Нейтрино и антинейтрино играют, по-видимому, большую роль в эволюции белых карликов и в динамике взрыва сверхновых.

Весьма вероятно, что нейтрино играют большую роль в космогонии.

Экспериментальная нейтринная астрофизика — очень перспективная, только что зарождающаяся наука. Ее первоочередная задача — зарегистрировать нейтрино от Солнца с целью заглянуть в его центральную часть.

Приложение

После того, как настоящая статья была написана, поступили сведения о выполнении в США опыта, предназначенного для решения вопроса, являются ли мюонные и электронные нейтрино тождественными. Опыт показывает, что электронные и мюонные нейтрино — разные частицы. В этом опыте также показано, что аномального взаимодействия мюонного нейтрино с нуклоном не существует.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
в августе 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Общие статьи по физике элементарных частиц: *Гелл-Манн М., Розенбаум Е.* // УФН, 1958, т. 64, с.391; *Салам А.* // УФН, 1961, т.84, с.141.
2. Теоретические работы о слабых взаимодействиях: *Fermi E.* // Z. Phys., 1934, vol.88, p.161 (первый вариант теории β-распада); *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1956, vol.104, p.254 (сохраняется ли четность в слабых взаимодействиях); *Feynman R.P., Gell-Mann M.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.193 (универсальная теория слабого взаимодействия); *Окунь Л.* Лекции по теории слабых взаимодействий элементарных частиц. Препринт ОИЯИ Р-833, Дубна, 1961, с.318.
3. Оригинальные работы о теории двухкомпонентного нейтрино: *Salam A.* // Nuovo Cim., 1957, vol.5, p.299; *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.405; *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1671.
4. Обзорные статьи о принципах инвариантности в ядерной физике: *Янг Ч., Ли Т.* // УФН, 1958, т.66, с.79; *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ, 1957, т.32, с.405; *Вик Г.* // УФН, 1959, т.68, с.201; Некоторые экспериментальные работы о нейтрино: *Reines F., Cowan C.L.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.830; *Reines F., Cowan C.L. et al.* // Phys. Rev., 1960, vol.117, p.159 (первые опыты, в которых было обнаружено взаимодействие свободных антинейтрино от реактора с протонами); *Davis R.* // Phys. Rev., 1955, vol.97, p.666; Bull. Am. Phys. Soc., 1959, vol.4, p.217; *Pontecorvo B.* // Rept. Nat. Res. Council. Canada. P.D., 1946, p.205 (реакция $\nu + {}^{37}Cl \to {}^{37}Ar + e^-$); *Cowan C., Reines F.* // Phys. Rev., 1957, vol.107, p.528 (определение верхнего предела магнитного момента ν); *Wu C.S. et al.* // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1413 (обнаружение несохранения четности в β-распаде);

Garwin R.L., Lederman L.M., Weinrich M. // Phys. Rev., 1957, vol.105, p.1415 (обнаружение несохранения четности в π–μ–e-распаде; продольная поляризация нейтрино); *Goldhaber M. et al.* // Phys. Rev., 1958, vol.109, p.1015 (определение спиральности нейтрино); *Reines F.* // Ann. Nucl. Sci., 1960, vol.10, No.1 (обзор о взаимодействиях нейтрино).

6. Физика нейтрино высоких энергий: К физике нейтрино высоких энергий, под ред. М.А.Маркова. Препринт, Дубна, 1960 (обзор советских работ о физике нейтрино высоких энергий); *Понтекорво Б., Рындин Р.М.* // IX Межд. конф. по физике высоких энергий. Киев, 1959; *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1960, vol.119, p.1410 (схемы опытов с пучками нейтрино для выяснения вопроса о промежуточном бозоне); *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1751; *Markov M.A.* Hyperonen und K-Mesonen. Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960 (схемы опытов для выяснения вопросов о тождественности ν_e и ν_μ); *Danby G. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.9, p.36 (экспериментальное открытие нетождественности ν_e и ν_μ); *Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1205 (теоретическая работа о возможности существования аномального взаимодействия ν_μ); *Vasilevsky N.M., Veksler V.I., Vishnyakov V.V., Pontecorvo B., Tyapkin A.A.* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.1, p.345 (поиски аномального взаимодействия мюонного нейтрино); *Bludman S.S.* // Nuovo Cim., 1948, vol.2, p.433; *Pontecorvo B.* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.1, p.287 (имеются ли нейтральные токи в слабых взаимодействиях?).
7. Нейтрино и космические лучи: *Markov M.A.* // Proc. Annual Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester, 1960; *Greisen K.* // Ann. Rev. Nucl. Sci., 1960; *Зацепин Г.Т., Кузьмин В.А.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1818 (возможные эксперименты по регистрации потоков нейтрино в космических лучах); *Miyake S., Narasimhan V.S., Ramana P.V.* // J. Phys. Soc. Japan, 1962, vol.17, Suppl. A (изменения интенсивности космических лучей на больших глубинах); *Pontecorvo B., Chudakov A.E.* // Proc. Annual Int. Conf. on High Energy Physics at Geneva, 1962 (из измерений интенсивности космических лучей на больших глубинах делаются выводы о плотности энергии высокоэнергетических нейтрино и об отсутствии аномального взаимодействия ν_μ).
8. Нейтринная астрономия — Солнце: *Франк-Каменецкий Д.А.* Физические процессы внутри звезд. М.: Физматгиз, 1959 (ядерные реакции внутри звезд); *Marx G., Menyhard N.* // Science, 1960, vol.131, p.299; *Понтекорво Б.* // Знание — сила, февраль 1961 г. (перспективы экспериментальной нейтринной астрономии).
9. Испускание пар $\overline{\nu\nu}$: *Gamov G., Schoenberg M.* // Phys. Rev., 1941, vol.59, p.539 (URCA-процесс); *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1615 (e–ν-взаимодействие и его роль в астрофизике); *Гандельман Г.М., Пинаев В.С.* // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1072 (нейтринное тормозное излучение в звездах); *Ритус В.И.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1285 (фотонейтринный эффект на электроне в звездах); *Матинян С.Г., Цилована Н.Н.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1681 (фотонейтринный эффект на ядре в звездах); *Chiu H.Y., Morrison P.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.5, p.573 (нейтринная аннигиляция электрон-позитронной пары в звездах); *Матикян С.Г.* // Лекция, прочитанная в весенней школе теоретической и экспериментальной физики в Нор-Амберде (апрель 1962 г.). Изд. АН АрмССР (обзор по испусканию пар $\nu\tilde{\nu}$ в звездах).
10. Нейтрино и космогония: *Понтекорво Б., Смородинский Я.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.239 (нейтрино и плотность материи во Вселенной); *Зельдович Я.Б., Смородинский Я.А.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.907 (верхний предел плотности нейтрино во Вселенной); *Харитонов В.М.* // Лекция, прочитанная в весенней школе теоретической и экспериментальной физики в Нор-Амберде (апрель 1962 г.) Изд. АН АрмССР (космогонические аспекты физики нейтрино); *Weinberg S.* // Preprint, 1962 (универсальное нейтринное вырождение).

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ И МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ВРАЩЕНИЕ*

Совместно с И.Ю.Кобзаревым

После того как Ли и Янг [1] выдвинули гипотезу о несохранении четности в процессах слабого взаимодействия, было найдено, что в этих процессах действительно имеют место корреляции спина с направлением движения частиц. В частности, было найдено, что электроны в процессе β-распада и мюоны в процессе π–μ-распада продольно поляризованы.

В связи с этим рассматривался ряд мысленных экспериментов, в которых спиновый момент поляризованных частиц, испускаемых в процессах слабого взаимодействия, превращается в момент вращения макроскопического тела. Поскольку частица со спином — вращающийся объект в квантовомеханическом понимании, а спиновый момент количества движения не ассоциирован с кинетической энергией вращения, спрашивается, каков механизм возникновения макроскопического вращения (речь идет о вышеупомянутых экспериментах). Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

1. Макроскопическое вращение, связанное с несохранением четности

Простейшим примером макроскопического вращения является следующий [2,3]: на один из торцов закрепленного на оси цилиндра нанесен слой β-активного вещества. Возникающие при β-распаде электроны поглощаются, если они летят вниз, в то время как электроны, летящие вверх, уносят момент, пропорциональный их числу, поскольку электроны имеют поляризацию v/c по направлению движения (v — скорость электрона, c — скорость света).

Таким образом, тело получает момент $M=\left(\frac{1}{2}\,\frac{v}{c}\right)\cdot\frac{1}{2}hN$, где N — число электронов, поглощенных телом (множитель 1/2 возникает за счет усреднения по углу θ от 0 до $\pi/2$, см. рис.1). Но это значит, что тело приобретает энергию вращения

$$E=\frac{M^2}{2I}\,, \tag{1}$$

где I — момент инерции тела.

Правда, энергия E очень мала. Она определяется соотношением

$$\frac{E}{N}\sim\frac{1}{30}\,\frac{h^2N}{I}\sim\frac{h^2N}{30N_A A m_p R^2}\,,$$

где N_A — число атомов тела, R — радиус цилиндра, A — атомный номер, m_p — масса протона. Если $R=0{,}1$ см, $A=10$, то даже при $N\sim N_A$ E/N оказывается по

*УФН, 1963, т.81, вып.1, с.3—6.

порядку величины равным 10^{-18} эВ. Все-таки и в этом конкретном примере возникает упомянутый вопрос: что является источником энергии вращения?

Ниже будет показано, что источником энергии является тепловая энергия тела. В эту энергию может дать вклад кинетическая энергия электронов, испускаемых в процессах β-распада, однако это не является необходимым. Это можно интуитивно понять и из того, что в (1) энергия электронов не фигурирует.

2. Полная деполяризация электронов

Можно привести и другой пример. В тело просто попадает пучок поляризованных электронов с кинетической энергией, сколь угодно близкой к нулю. Тогда (1) по-прежнему верно, причем $M = N/2$ (здесь и ниже $\hbar = c = 1$)*. В дальнейшем для простоты мы будем рассматривать именно этот случай.

Когда мы считаем, что тело приобрело момент вращения $M = N/2$, при этом неявно предполагается, что поглощенные электроны полностью деполяризуются. Деполяризация происходит при столкновениях электронов с атомами тела. При этом энергия, конечно, сохраняется, но за счет спин-орбитального взаимодействия спиновый момент превращается в момент количества движения атомов.

Это означает, что в процессе деполяризации спины равноупорядочиваются, в то время как тепловое движение атомов тела частично превращается в упорядоченное движение со скоростью $v = \Omega r$, где Ω — угловая скорость тела, $\Omega = M/I$.

На первый взгляд вращение тела «за счет его охлаждения» кажется недоразумением, однако посмотрим, что происходит при этом с энтропией.

Обозначим через $W_\uparrow$ и $W_\downarrow$ вероятности состояния электрона с поляризацией, параллельной и антипараллельной начальной $\left(W_\uparrow + W_\downarrow = 1\right)$.

Состояние пучка определяется его поляризацией, т.е. числом $NW_\uparrow$ электронов со спинами параллельными и числом электронов $NW_\downarrow$ со спинами антипараллельными начальному направлению поляризации.

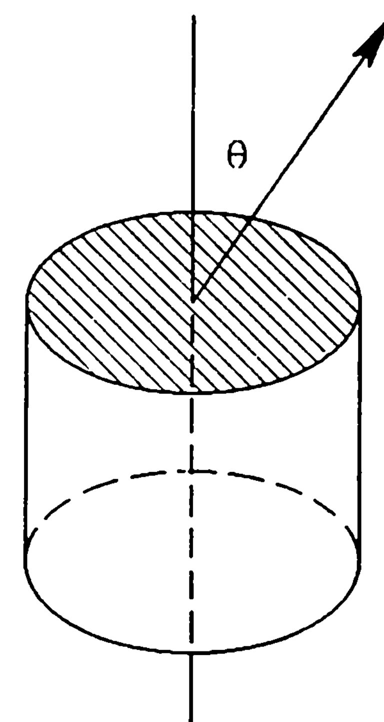


Рис.1

Согласно статистическому понятию энтропии Больцмана энтропия данного состояния пропорциональна логарифму числа П способов реализации этого состояния. Будем для простоты считать, что поглощенные электроны локализованы, так что можно не учитывать принцип Паули. Тогда $\Pi W_\uparrow^{NW_\uparrow} W_\downarrow^{NW_\downarrow} = 1$ и энтропия распределения спинов равна $S = -N\left(W_\uparrow \ln W_\uparrow + W_\downarrow \ln W_\downarrow\right)$.

*В этой удобной системе единиц скорость и действие — безразмерные величины. Энергия, импульс, вероятность процесса в единицу времени, угловая скорость имеют размерность массы. Они выражаются в электронвольтах.

Для полной деполяризации $W_\uparrow = W_\downarrow = 1/2$, в то время как вначале $W_\uparrow = 1$, $W_\downarrow = 0$. Поэтому изменение энтропии при полной деполяризации равно

$$\Delta S_1 = N \ln 2 .$$

С другой стороны, если теплоемкость тела достаточно велика, так что изменением температуры T можно пренебречь, то уменьшение энтропии при переходе тепловой энергии в энергию вращения

$$\Delta S_2 = -\frac{E}{T} = -\frac{N^2}{8IT} .$$

Очевидно, что так как процесс необратим, должно быть

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 > 0 . \qquad (2)$$

Практически всегда $|\Delta S_2| \gg |\Delta S_1|$. Действительно,

$$\frac{|\Delta S_2|}{|\Delta S_1|} \sim \frac{N}{IT} \sim \frac{N}{N_A A m_p R^2 T} = \frac{m_p}{T} \frac{N}{N_A A} \left(\frac{1}{m_p R} \right)^2 \ll 1 . \qquad (3)$$

Даже при $N \sim N_A$ неравенство (3) для тела с $R \sim 0{,}1$ см и $A \sim 10$ нарушается только при

$$T < \frac{10^9 \text{ эВ}}{10} \cdot 10^{-26} \sim 10^{-18} \text{ эВ}.$$

3. Неполная деполяризация

При таких температурах энергия вращения тела, возникающая при *полной* деполяризации электронов, и тепловая энергия тела как будто становятся сравнимыми. При этом закон роста энтропии нарушался бы, а это означает, что полная деполяризация при этих температурах не может осуществляться.

Можно довести мысленный опыт до конца и рассмотреть общий случай, когда условия (3) не обязательно выполняются. Тогда деполяризация не будет полной, а состояние равновесия определяется из условия сохранения момента количества движения

$$\Omega I + \frac{1}{2} N \left(W_\uparrow - W_\downarrow \right) = \frac{1}{2} N \qquad (4)$$

и максимальности энтропии

$$\Delta S = -\frac{1}{2} \frac{\Omega^2 I}{T} - N \left(W_\uparrow \ln W_\uparrow + W_\downarrow \ln W_\downarrow \right) . \qquad (5)$$

Экстремум (5) при условии (4) будет иметь место при

$$\frac{W_\uparrow}{W_\downarrow} = e^{\Omega/T} . \qquad (6)$$

Легко проверить, что прежние условия (3) получаются и из (6) в случае полной деполяризации. В этом случае $W_\uparrow = W_\downarrow$,

$$\frac{\Omega}{T} \ll 1 \tag{7}$$

и из (4)

$$\Omega = \frac{1}{2}\,\frac{N}{I}. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (7), сразу получаем условия (3).

Рассмотрим теперь случай $\Omega/T \gg 1$. Тогда

$$W_\uparrow = 1 - e^{-\Omega/T}, \quad W_\downarrow = e^{-\Omega/T}$$

и уравнение (4) дает

$$\Omega I = N\,e^{-\Omega/T},$$

или

$$\frac{\Omega}{T}\,e^{\Omega/T} = \frac{N}{IT}. \tag{9}$$

Логарифмируя (9) и учитывая, что

$$\left|\ln\frac{\Omega}{T}\right| \ll \frac{\Omega}{T},$$

при $\Omega/T \gg 1$ получаем

$$\Omega \approx T \ln\frac{N}{IT}. \tag{10}$$

Для того чтобы первоначальное условие (6) выполнялось, необходимо

$$\frac{\Omega}{T} \approx \ln\frac{N}{IT} \gg 1,$$

или

$$\frac{N}{IT} \gg 1,$$

т.е. условие, обратное (3). Мы видим, что в этом случае, как и следовало ожидать, $\Omega \to 0$ при $T \to 0$.

Уравнение (6) и исчезновение деполяризации при $T \to 0$ имеют простой смысл. Известно, что в системе координат, связанной с вращающимся телом, возникает кориолисово поле. В таком кориолисовом поле тело с моментом вращения μ имеет энергию — $\mu\Omega^4$. Очевидно, что эта формула должна распространяться также на случай спинового момента. Тогда (6) есть не что иное, как распределение Больцмана для спина в кориолисовом поле с

$$\frac{W_\uparrow}{W_\downarrow} = \frac{e^{\frac{1}{2}\Omega/T}}{e^{-\frac{1}{2}\Omega/T}}.$$

При $T \to 0$ уже при сколь угодно малых Ω возникающее кориолисово поле препятствует дальнейшей деполяризации.

Объединенный институт
ядерных исследований

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lee T.D., Yang C.N.* // Phys. Rev., 1956, vol.104, p.254.
2. *Вейскопф В.Ф., Родберг Л.* // УФН, 1958, т.64, с.435.
3. *Понтекорво Б.* // Вопросы физики нейтрино. Лекция, прочитанная в Школе теоретической и экспериментальной физики, Нор-Амберд. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1961, с.273.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Физматгиз, 1958, с.163.

1965

ВОЗНИКНОВЕНИЕ МЕЗОАТОМОВ ПРИ РАСПАДЕ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕРЯДЕР*

Совместно с С.С.Герштейном

Исследуется процесс мюонного распада тяжелых гиперядер. Показано, что процессы, в которых мюоны рождаются в дискретном состоянии μ-мезоатомов и в состоянии непрерывного спектра, имеют сравнимые вероятности.

Введение

В обычном β-распаде ядер, в котором отрицательный электрон рождается совместно с антинейтрино при превращении нейтрона в протон, как известно, спектр электронов непрерывен. Однако можно в принципе рассматривать процесс *K*-рождения, в котором электрон рождается в связанном состоянии атома, а антинейтрино имеет дискретную энергию [1]. В тяжелых радиоактивных элементах обычной, не ионизированной полностью материи *K*-рождение, конечно, невозможно, так как *K*-оболочка заполнена. В случае нейтрона и трития процессы *K*-рождения возможны, но вероятность их, как можно легко убедиться, очень мала по сравнению с вероятностью обычных процессов β-распада. До сих пор процессы электронного *K*-рождения не наблюдались.

В настоящей работе обращается внимание на то, что процесс мюонного *K*-рождения в случае распада тяжелого гиперядра, напротив, должен иметь вероятность, сравнимую с полной вероятностью мюонного распада гиперядра.

Процесс, который мы рассматриваем, следующий. Тяжелое Λ-гиперядро излучает антинейтрино дискретной энергии, а мюон появляется в связанном состоянии мезоатома. Этот процесс относительно вероятен, поскольку, во-первых, радиус мюонной орбиты мезоатома много меньше радиуса соответствующей электронной орбиты атома и, во-вторых, принцип Паули не запрещает образования мюона в 1*S*-состоянии любого мезоатома.

Мюонное *K*-рождение свободной Λ-частицы

Грубая оценка вероятности ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{K\text{-рожд}}$ мюонного *K*-рождения свободной Λ-частицы может быть проведена простейшим образом путем сравнения данного «двухчастичного процесса»

*ЯФ, 1965, т.2, вып.2, с.257—260.

$$\Lambda \to \text{мезоводород} + \bar{\nu} + 71 \text{ МэВ} \qquad (1)$$

с хорошо изученным процессом обычного захвата мюона протоном

$$\text{мезоводород} \to n + \nu + 104 \text{ МэВ}, \qquad (2)$$

вероятность τ^{-1} которого (см., например, [2]) равна

$$\tau^{-1} = \frac{1}{4}W_{\uparrow\downarrow} + \frac{3}{4}W_{\uparrow\uparrow} \sim \frac{1}{4}W_{\uparrow\downarrow};$$

здесь $W_{\uparrow\downarrow}$ (~ 600 с$^{-1}$) и $W_{\uparrow\uparrow}$ (~ 10 с$^{-1}$) — соответственно вероятности поглощения мюона протоном из двух состояний сверхтонкой структуры мезоводородного атома.

Если предположить, что в процессах (1) и (2) Λ-частица и нейтрон участвуют совершенно симметричным образом, то матричные элементы для двух процессов одинаковы. Однако известно, что вероятность лептонных процессов распада Λ-частицы мала по сравнению с вероятностью лептонных процессов распада нуклона. Этот факт должен быть учтен апостериори коэффициентом $\alpha \sim 1/20$ (см., например, [3]). Получаем

$${}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{K\text{–рожд}} \sim W_{\uparrow\downarrow}\alpha\left(\frac{E_{\bar{\nu}}}{E_{\nu}}\right)^{2},$$

где $E_{\bar{\nu}}$, E_{ν} — энергии соответственно антинейтрино и нейтрино в процессах (1) и (2). Таким образом, получаем ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{K\text{–рожд}} \sim 14$ с$^{-1}$.

Вероятность «обычного» мюонного распада Λ-частицы [3]

$${}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{\text{непр}} \sim 4\cdot10^{5} \text{ с}^{-1},$$

так что отношение вероятностей распадов, в которых мюон рождается в связанном и в свободном состояниях, равно

$${}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{K\text{–рожд}} / {}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{\text{непр}} \sim 3\cdot10^{-5}.$$

Здесь предполагалось, что в процессе (1) состояние мезоводорода есть состояние $1S$, и пренебрегалось рождением мюона в других состояниях мезоатома.

Ниже мы обсуждаем зависимость от Z отношения

$${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{K\text{–рожд}} / {}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}}$$

вероятности рождения мюона в $1S$-состоянии мезоатома гиперядром с зарядом Z к вероятности рождения гиперядром мюона непрерывного спектра.

Испускание мюонов тяжелыми гиперядрами и принцип Паули

Ядро $Z+1$ при распаде гиперядра может быть образовано в разных возбужденных состояниях. Заметим сразу же, что зависимость ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}}$ от Z прежде всего связана с тем, что рождение протонов при распаде Λ-частицы по схеме $\Lambda \to p + \mu^{-} + \bar{\nu}$ внутри тяжелого гиперядра сильно подавлено принципом Паули: протонные состояния конечного ядра заполнены вплоть до величины максимального импульса Ферми ~200 МэВ/с, в то время как средний импульс Λ-частицы в тяжелом гиперядре равен только ~50 МэВ/с, а максимальный импульс протонов отдачи в системе покоя Λ-частицы ~130 МэВ/с. Аналогичный эффект, конечно, имеет место также

а) для процесса мюонного K-рождения в гиперядрах (в этом случае импульс протона отдачи ~70 МэВ/с) и

б) для пионных распадов гиперядер, где импульс протона отдачи в системе покоя Λ-частицы ~100 МэВ/с.

Теоретически подавление пионных распадов гиперядер принципом Паули было рассмотрено Примаковым [4]. Величина подавления выражается грубо отношением R вероятностей пионных распадов легких и тяжелых гиперядер ($R \sim 10^{-2}$; см., например, [5]).

Для нас сейчас важно подчеркнуть, что функции паулиевского подавления в случае рождения связанного и свободного мюонов гиперядром Z подобны, и мы не совершим большой ошибки, если аппроксимируем их одной и той же функцией $f(Z)$.

Оценка отношения ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{K\text{-рожд}}/{}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}}$

Таким образом, в приближении, в котором не учитывается зависимость фазового объема от энергии связи Λ-частицы, имеем

$${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}} \sim f(Z)\ {}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{\text{непр}}.$$

Что же касается ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{K\text{-рожд}}$, то вероятность образования μ-мезоатома при мюонном распаде легкого гиперядра заряда Z пропорциональна плотности волновой функции мюона вблизи ядра $|\varphi(0)|^2$. При малых Z эта плотность пропорциональна, как известно, $(Z+1)^3$. Если же речь идет о тяжелом гиперядре, то радиусы ядра и мюонной орбиты сравнимы, и необходимо учитывать конечные размеры ядра. В этом случае возникает ситуация, хорошо изученная в теоретических и экспериментальных исследованиях процесса захвата мюона разными ядрами [6]. Свойства мезоатома можно описать при помощи некоторого коэффициента $Z_{\text{эф}}$.

Вероятность рождения мюонов в связанном состоянии уже не пропорциональна $(Z+1)^3$, а $(Z+1)^3_{\text{эф}} \approx Z^3_{\text{эф}}$, где $Z_{\text{эф}}$ стремится к постоянной величине

$Z_{\text{эф. макс}}$ при большом Z. Теория и опыты по μ-захвату ядрами приводят к тому, что $Z_{\text{эф. макс}} \sim 30$. Следовательно (при большом Z),

$$\frac{{}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{K\text{–рожд}}}{{}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}}} \sim \frac{{}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{K\text{–рожд}}}{{}^{\Lambda}_{\mu}W^{0}_{\text{непр}}} \frac{f(Z)}{f(Z)} Z^{3}_{\text{эф}} \sim 3 \cdot 10^{-5} Z^{3}_{\text{эф}} \to \sim 1.$$

Из этого грубого расчета видно, что, действительно, процесс мюонного K-рождения в тяжелых гиперядрах — совсем обычный способ мюонного распада гиперядра.

Энергия связи тяжелого гиперядра

До сих пор мы пренебрегали энергией связи Λ-частицы B_{Λ}. Теоретические и экспериментальные данные [5] позволяют грубо оценить B_{Λ}, которая в тяжелом веществе равна 25—30 МэВ. Поскольку вероятность процесса мюонного K-рождения пропорциональна квадрату освобождаемой энергии, а вероятность процесса распада гиперядер с испусканием мюонов непрерывного спектра пропорциональна пятой степени энергии, ясно, что учет B_{Λ} приводит к дальнейшему увеличению соотношения ${}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{K\text{–рожд}} / {}^{\Lambda}_{\mu}W^{Z}_{\text{непр}}$ (как этого можно ожидать на основании простых физических соображений). Это соотношение может и значительно превышать единицу.

Мюонное L-рождение

До сих пор рассматривалось мюонное рождение только в $1S$-состоянии. Очевидно, что этот тип рождения преобладает в легких гиперядрах (вероятность рождения мюона в $2S$-состоянии для легких ядер составляет $\sim 1/8$ от вероятности K-рождения). В тяжелых гиперядрах, однако, размеры ядра существенно уменьшают вероятность рождения мюона в связанном состоянии (по сравнению со случаем точечного ядра) прежде всего для $1S$-состояния. Таким образом, в тяжелых гиперядрах мюонное L-рождение в $2S$-состоянии становится сравнимым с K-рождением*.

О возможности наблюдения мюонного K- и L-рождения тяжелого гиперядра

Спрашивается, как можно обнаружить явление мюонного K-рождения? Отметим, что энергия, соответствующая разнице масс связанной Λ-частицы и нуклона, в этом процессе испускается главным образом в виде нейтрино: мюон в первич-

*Заметим также, что для тяжелых гиперядер становится существенным рождение мюона в $2P$-состоянии.

ном процессе распада Λ-частицы связан, а в последующем процессе μ-захвата ядром энергия, соответствующая его массе покоя, превращается в нейтринную энергию. Вряд ли это обстоятельство (малая «видимая» энергия) поможет обнаружить рассматриваемый процесс, скажем, при остановке K^--мезонов в фотоэмульсии.

Более реальная возможность наблюдать явление состоит в следующем. Представим себе пучок K^--мезонов, остановившихся в относительно тонкой мишени тяжелого элемента. Как мы видели, мюонный распад образованных гиперядер с большой вероятностью будет процессом мюонного K-рождения. В этом случае будет иметь место последовательный запаздывающий захват мюона ядром. Таким образом, в принципе можно наблюдать запаздывающие события (характерное время 10^{-7} с) при остановке отрицательных K-мезонов в относительно тонкой мишени тяжелого материала. Примерами запаздывающих событий, которые могли бы быть зарегистрированы, являются испускания нейтронов или электронов, а также запаздывающее деление.

Оценка показывает, что опыт такого типа нелегок (из-за малой абсолютной вероятности мюонных процессов распада), но и не фантастически труден.

В заключение хочется отметить еще одно обстоятельство. Как отмечалось выше, мюонное рождение в тяжелых гиперядрах со значительной вероятностью происходит в $2S$-состоянии. Поскольку $2P$-состояние лежит ниже $2S$-состояния, мюон последовательными радиационными переходами быстро попадает в $1S$-состояние. Таким образом, при распаде тяжелого гиперядра возникает возможность появления одновременно характерного рентгеновского мюонного излучения $2S \to 2P$ и $2P \to 1S$. Эмиссия этого излучения, конечно, будет сопровождаться запаздывающим (10^{-7} с) событием, о типе которого была речь выше.

В заключение нам приятно поблагодарить С.М.Биленького и М.Я.Даныша за обсуждение.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
6 марта 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Daudel R., Jean M., Lecoin M.* // J. de Phys., 1947, vol.8, p.237.
2. *Primakoff H.* // Rev. Mod. Phys., 1959, vol.31, p.802.
3. *Чувило И.В.* // Доклад на Межд. конф. по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
4. *Primakoff H.* // Nuovo Cim., 1956, vol.3, p.1394.
5. *Dalitz R.H.* The Nucleon Interaction of the Hyperons, Chicago Report EFINS-62-9.
6. *Вайсенберг А.О.* Мю-мезон. М.: Наука, 1964.

1966

ЧЕТЫРЕХЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ π- И K-МЕЗОНОВ И ВОЗМОЖНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕПТОНОВ*

Совместно с Л.Б.Окунем, К.Руббиа

Обсуждаются четырехлептонные распады типа $\pi \to e\nu e^+e^-$ или $K \to e\nu\mu^+\mu^-$. Экспериментальное исследование этих распадов могло бы дать информацию о пределах применимости электродинамики для электронов и мюонов и о том, обладают ли эти частицы каким-либо дополнительным взаимодействием типа $(\bar{e}e)(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}\mu)(\bar{\mu}\mu)$ или $(\bar{e}e)(\bar{\mu}\mu)$.

Если исходить из имеющихся данных по проверке квантовой электродинамики, то парциальные ширины процессов $\pi \to e\nu e^+e^-$ и $K \to e\nu\mu^+\mu^-$, обусловленные аномальным взаимодействием, не должны превышать 10^{-9} от полных ширин π- и K-мезонов.

1. Введение

В этой заметке мы обсудим возможность получения информации о пределах применимости квантовой электродинамики путем исследования некоторых редких распадов мезонов.

Как известно, четырехлептонные распады π- и K-мезонов

$$\pi \to \mu\nu e^+e^-, \tag{1}$$

$$\pi \to e\nu e^+e^-, \tag{2}$$

$$K \to \mu\nu e^+e^-, \tag{3}$$

$$K \to \mu\nu\mu^+\mu^-, \tag{4}$$

$$K \to e\nu e^+e^-, \tag{5}$$

$$K \to e\nu\mu^+\mu^- \tag{6}$$

должны идти за счет виртуального электромагнитного взаимодействия (например [1], $\pi \to \mu\nu\gamma \to \mu\nu e^+e^-$). Ниже мы обсудим возможный вклад в эти распады гипотетических взаимодействий типа

$$F_{ee}(\bar{e}e)(\bar{e}e), \tag{7}$$

*Препринт ОИЯИ Д-2768, Дубна, 1966; ЯФ, 1966, т.4, вып 6, с.1202—1206.

$$F_{e\mu}(\bar{e}e)(\bar{\mu}\mu), \quad (8)$$

$$F_{\mu\mu}(\bar{\mu}\mu)(\bar{\mu}\mu). \quad (9)$$

2. Что известно об аномальных взаимодействиях лептонов?

Ограничения на величины констант F могут быть получены из данных по встречным пучкам e^-e^- и e^+e^-, по $g_e - 2$ и $g_\mu - 2$, по рассеянию ep и μp, по образованию так называемых «тройников» и из других опытов.

В рассеяние e^-e^- взаимодействие (7) входит таким образом, что как бы модифицирует фотонный пропагатор. Если взаимодействие (7) векторное, то

$$\frac{4\pi\alpha}{q^2} \to \frac{4\pi\alpha}{q^2} + F_{ee}. \quad (10)$$

Из экспериментальных данных по рассеянию встречных электронных пучков (с энергией по 300 МэВ каждый) следует, что фотонный формфактор имеет вид [2]:

$$(1 - q^2/\Lambda^2)^{-1},$$

где $|\Lambda| \geq 0{,}55$ ГэВ/с (для $q^2 > 0$) и $|\Lambda| \geq 0{,}98$ ГэВ/с (для $q^2 < 0$). Отсюда можно заключить, что

$$F_{ee} \approx \frac{4\pi\alpha}{\Lambda^2} \leq (1{,}6\ \text{ГэВ/с})^{-2}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что оценка (11) справедлива для векторного варианта взаимодействия (7) и, вообще говоря, будет иной для других вариантов: S, P и т.д.

Данные по встречным пучкам e^+e^- пока отсутствуют.

Из данных по $g_e - 2$ также можно получить ограничения на эффективную величину F_{ee}. Если это взаимодействие обусловлено обменом векторным мезоном, то (см. ниже (14))

$$\frac{\delta\mu_e}{\mu_e} \approx \frac{Fm_e^2}{12\pi^2}, \quad (12)$$

где μ_e — магнитный момент электрона, а m_e — масса электрона. При $\delta\mu_e/\mu_e = 3\cdot 10^{-8}$ отсюда следует, что

$$F < (0{,}25\ \text{ГэВ/с})^{-2}. \quad (13)$$

Количественные экспериментальные данные по электронным «тройникам» пока отсутствуют.

Таким образом, наиболее сильное ограничение на величину F_{ee} налагает результат опыта по встречным пучкам e^-e^- (см. соотношение (11)).

Что касается величин $F_{e\mu}$ и $F_{\mu\mu}$, то наиболее жесткие ограничения на них налагают измерения $g_\mu - 2$ [3]. Если соответствующие взаимодействия обусловлены обменом гипотетическим бозоном χ^0 (рис.1), то [4,5]

$$\frac{\delta\mu_\mu}{\mu_\mu} = \frac{Fm_\mu^2}{12\pi^2}. \tag{14}$$

Согласно [3] $\delta_{\mu\mu}/\mu_\mu < 5 \cdot 10^{-6}$, откуда следует, что

$$F_{\mu\mu}, F_{e\mu} < (2{,}5\ \text{ГэВ/с})^{-2}. \tag{15}$$

Примерно такой же порядок величины получается и в том случае, если взаимодействия (8) и (9) являются истинно четырехфермионными. Используя для

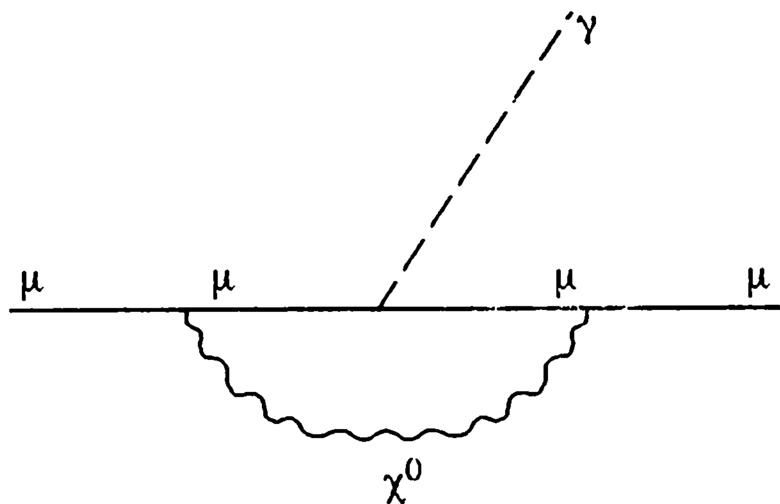


Рис.1

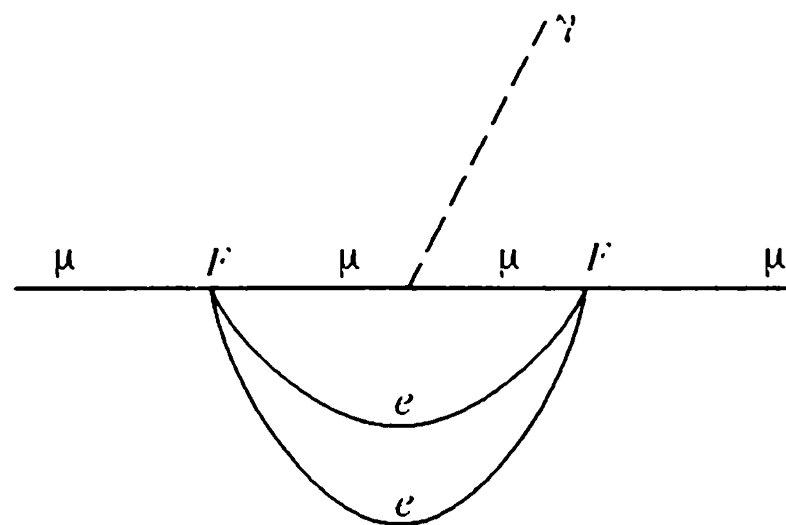


Рис.2

оценки диаграмму, представленную на рис.2, можно получить (аналогичный расчет для процессов $\mu \to e\gamma$ см. в [6])

$$\frac{\delta\mu_\mu}{\mu_\mu} \approx \frac{F^2\Lambda^2 m_\mu^2}{(2\pi)^4} \ln\frac{\Lambda}{m_\mu}, \tag{16}$$

где Λ — энергия обрезания.

Предполагая, что взаимодействие обрезает само себя, можно положить $F\Lambda^2/2\pi^2 \approx 1$, тогда

$$\frac{\delta\mu_\mu}{\mu_\mu} \approx \frac{Fm_\mu^2}{(2\pi)^2} \ln\frac{\Lambda}{m_\mu}. \tag{17}$$

Так как учет обрезания сделан очень грубо, не следует придавать значения различиям в численных множителях выражений (14) и (17) и даже логарифму в выражении (17). Таким образом, можно думать, что оценка (15) является устойчивой.

3. Оценки вероятностей распадов (1)—(6)

Рассмотрим теперь, какие сведения о взаимодействиях (7)—(9) могут дать распады (1)—(6), идущие (рис.3) в порядке FG, где G — константа слабого взаимодействия ($G = 10^5/m_p^2$).

Вероятность распада $\pi \to eee\nu$, согласно диаграмме, представленной на рис. 3, для векторного варианта взаимодействия (7) равна

$$W_{\pi \to eee\nu} = \frac{G^2 f^2 F^2 m_\pi^7}{2^{13} 15 \pi^5}, \qquad (18)$$

где f — амплитуда распада $\pi \to e\nu$, через которую вероятность этого распада выражается следующим образом:

$$W_{\pi \to e\nu} = \frac{G^2 f^2 m_\pi}{8\pi^2} m_e^2. \qquad (19)$$

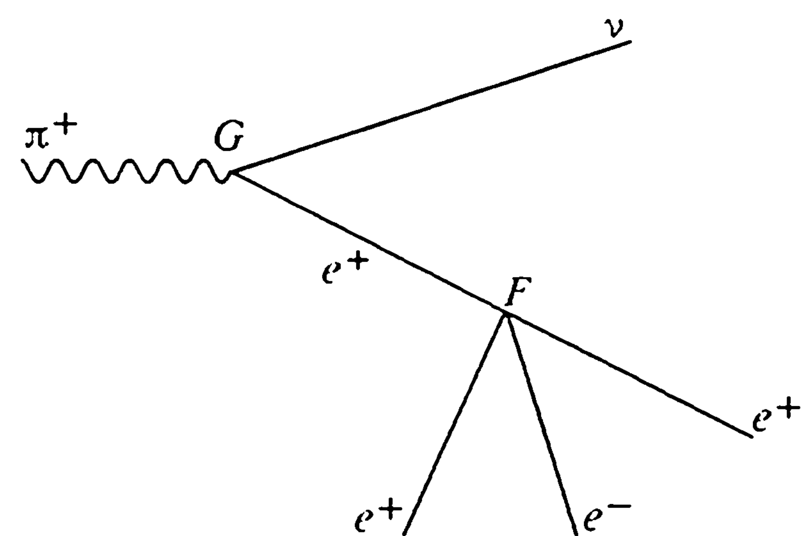


Рис.3

Величины, близкие к (18), получаются и для других вариантов взаимодействия (7).

Аналогичные соотношения связывают вероятности распадов $K \to eee\nu$ и $K \to e\nu$. Испускание мюонов вместо электронов приводит к уменьшению фазового объема. В таблице приведены грубые оценки относительных вероятностей R распадов (1)—(6). Относительная вероятность R определяется как отношение Γ/Γ_{tot}, где Γ — ширина данного процесса, а Γ_{tot} — полная ширина π- или K-мезона.

Таблица

Номер	Процесс	R_{st}	R_{lim}/R_{st} (%)	$\sqrt{q^2_{max}}$
1	$\pi \to \mu\nu e^+e^-$	10^{-11}	2,5	$m_\pi - m_\mu$
2	$\pi \to e\nu e^+e^-$	10^{-9}	17	m_π
3	$K \to \mu\nu e^+e^-$	10^{-6} — 10^{-7}	2,5	$m_K - m_\mu$
4	$K \to \mu\nu\mu^+\mu^-$	10^{-8} — 10^{-9}	2,5	$m_K - m_\mu$
5	$K \to e\nu e^+e^-$	10^{-6} — 10^{-7}	17	m_K
6	$K \to e\nu\mu^+\mu^-$	10^{-7}	2,5	m_K

В таблице R_{st} оценено для стандартной величины $F = (1\ \text{ГэВ/c})^{-2}$ в соответствии с выражением (18) и последующими замечаниями; R_{lim} отвечает предельной относительной ширине, оцененной в предположении, что $F_{ee} = (1{,}6\ \text{ГэВ/c})^{-2}$; $F_{e\mu}, F_{\mu\mu} = (2{,}5\ \text{ГэВ/c})^{-2}$; $\sqrt{q^2_{max}}$ — максимальная масса лептонной пары.

Из малости приведенных в таблице значений R_{lim} следует, что необходимо провести крайне трудные опыты, чтобы в распадах (1)—(6) достичь той же точности проверки квантовой электродинамики, которая имеется в уже выполненных экспериментах. Однако при решении вопроса о целесообразности постановки соответствующих опытов следует иметь в виду, что ограничения на величины $F_{e\mu}$ и $F_{\mu\mu}$, полученные на основе $g_\mu - 2$, могут содержать значительные теоретические неопределенности, связанные с интегрированием по импульсам виртуальных частиц.

Что касается распадов, содержащих F_{ee}, то они дают информацию, не тождественную той, которая получается, например, из опыта по рассеянию e^-e^-, так как один из четырех электронов в диаграмме на рис.3 виртуален, в то время как в меллеровском рассеянии все четыре электрона реальны.

Поэтому представляются разумными поиски обсуждаемых процессов даже на уровне, не достигающем R_{lim}. Во всяком случае, представляет интерес регистрация чисто электромагнитных процессов, к обсуждению которых мы сейчас и переходим.

4. Электромагнитный фон

Как уже отмечалось выше, распады (1)—(6) могут идти за счет обычного электромагнитного взаимодействия. Чтобы обнаружить аномальные взаимодействия (7)—(9) на фоне электромагнитного, следует на опыте отбирать такие распады, в которых q^2 — квадрат 4-импульса лептонной пары — близок к своему максимальному значению q^2_{max} (см. таблицу). С точки зрения электромагнитного фона имеется важное различие между распадами (1), (3), (4), с одной стороны, и распадами (2), (5), (6) — с другой.

В распадах (1), (3), (4) (в этих распадах пара образуется виртуальным мюоном) аномальное взаимодействие проявилось бы на фоне электромагнитного при $F \approx 4\pi\alpha / q^2_{\text{max}} \approx 1/10q^2_{\text{max}}$.

Отсюда следует, что распад (1) практического интереса не представляет, если только не исследовать его дифференциальной вероятности с очень высокой точностью при $q^2 \approx q^2_{\text{max}}$. Распады же (3) и (4) могли бы при исследовании их характеристик вблизи $q^2 \approx q^2_{\text{max}}$ с точностью порядка единицы дать сведения о величинах $F \geq 0{,}1(m_K - m_\mu)^{-2} \approx (1{,}2\ \text{ГэВ/c})^{-2}$.

Значительно меньшим может оказаться фон от обычных электромагнитных пар внутренней конверсии в распадах (2), (5), (6). Это связано с тем, что матричные элементы тормозного испускания виртуальных фотонов в этих распадах малы. Дело в том, что тормозные виртуальные фотоны не могут изменить «вынужденную» спиральность электронов, имеющуюся в распадах $\pi \to e\nu$ и $K \to e\nu$, и

поэтому амплитуды «тормозных» распадов пропорциональны m_e. Что же касается испускания пары e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ за счет взаимодействий (7)—(8), то при этом спиральность электрона может быть естественной, и малый множитель не возникает (если только эти взаимодействия не сводятся к модификации фотонного пропагатора). Поэтому в распаде (2), где испускание фотонов из блока виртуальных адронов мало, можно ожидать, что электромагнитный фон широких пар будет несущественен при $q^2 \approx q^2_{\max} \approx m^2_\pi$, если $F \geq \frac{4\pi\alpha}{m^2_\pi}\frac{m_e}{m_\pi} \approx (8\ \text{ГэВ/с})^{-2}$. В случае распадов (5) и (6) должно быть существенным испускание виртуальных фотонов виртуальными адронами, поэтому оценка $F \geq \frac{4\pi\alpha}{m^2_K}\frac{m_e}{m_\pi}$ является слишком сильной, и разумно ожидать, скажем, что могут быть получены сведения о $F \geq 0{,}1\frac{4\pi\alpha}{m^2_K} \approx (5\ \text{ГэВ/с})^{-2}$.

5. Заключительные замечания

Выше мы рассматривали взаимодействия (7)—(9), которые сохраняют мюонный заряд. Если существует не слабое взаимодействие типа

$$F'_{e\mu}\,(\bar{\mu}e)\,(\bar{\mu}e), \tag{20}$$

изменяющее мюонный заряд на две единицы (7),(8), то должны существовать распады типа

$$K^+ \to e^+e^+\mu^-\nu, \tag{21}$$

$$K^+ \to \mu^+\mu^+e^-\nu, \tag{22}$$

$$\pi^+ \to e^+e^+\mu^-\nu. \tag{23}$$

Диаграмма, описывающая распад (22), приведена на рис.4.

В заключение сделаем несколько замечаний экспериментального характера.

Поиски процесса (2) следует, по-видимому, осуществить при помощи искровых камер на пучке остановившихся π^+-мезонов.

Что касается процессов (3)—(6), (21), (22), то некоторое представление о верхней границе для них может быть установлено даже на основе анализа уже имеющихся снимков распадов K^+-мезонов в пузырьковых камерах.

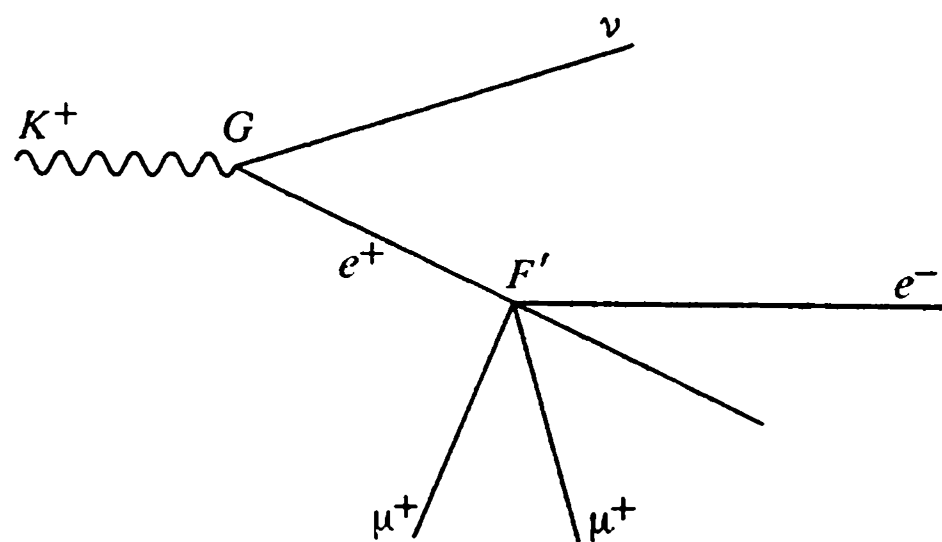


Рис.4

Поиски распада $K \to \mu\mu\mu\nu$ могли бы быть осуществлены в опыте, постановка которого напоминает нейтринные опыты: пучок K^+-мезонов распадается на лету, три мюона детектируются при помощи комбинации магнитного спектрометра и толстых поглотителей. Трудности при такой постановке опыта связаны не с малой вероятностью явления, а с фоном.

Авторы благодарны И.Ю.Кобзареву, С.М.Коренченко, Л.И.Лапидусу, А.И.Мухину, В.И.Петрухину за интересные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
2 июня 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пикин С.А., Харкац Ю.И.* // ЯФ, 1965, т.1, с.291.
2. *Pipkin F.M.* // Proc. Oxford. Conf., 1965, p.87 (данные из обзорного доклада).
3. *Charpak G., Farley F., Garwin R., Miller T., Sens J., Zichichi A.* // Nuovo Cim., 1965, vol.37, p.1241.
4. *Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б.* // ЖЭТФ, 1961, т.41, с.1205.
5. *Кобзарев И.Ю.* // Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1962, с.244.
6. *Иоффе Б.Л.* // ЖЭТФ, 1960, т.38, с.1608.
7. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1957, т.33, с.549.
8. *Moravcsik M., Spitzes R.* // Phys. Rev., 1965, vol.13, p.655.

1967

НЕЙТРИННЫЕ ОПЫТЫ И ВОПРОС О СОХРАНЕНИИ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА*

Совместимые с экспериментальными данными возможные нарушения сохранения лептонного заряда — большие. В работе обсуждаются разные постановки опытов, позволяющие обнаруживать такие гипотетические нарушения. Показано, что самые чувствительные опыты — поиски процесса $\mu \to e + \gamma$ и особенно поиски осцилляций $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$, $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$. Отличная от нуля масса нейтрино могла бы быть связана с нарушением *PC* и с электрическим (и магнитным) дипольным моментом нейтрино. Обсуждаются астрономические применения осцилляции $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$.

Введение

Данные по сохранению лептонов были получены разными способами для эль-нейтрино (ν_e) и мю-нейтрино (ν_μ). Обзор теоретических и экспериментальных работ можно найти соответственно в [1] и [2].

Заключение о том, что $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$, следует из результатов работы [3], экспериментов типа $^{37}Cl \to {}^{37}Ar$ [4] и особенно из последних исследований по двойному β-распаду в ^{48}Ca [5—7]. Вероятность процесса $^{48}_{20}Ca \to {}^{48}_{22}Ti + e^- + e^-$ оказывается меньше 10^{-20} лет$^{-1}$, а расчетная вероятность [1] этого процесса для майорановского нейтрино — $10^{-16\pm2}$ лет$^{-1}$. Принимая во внимание теоретические трудности по оценке ядерных матричных элементов, а также экспериментальные трудности, которые обсуждаются в [2], я обрисовал бы ситуацию следующим образом: эль-нейтрино и анти-эль-нейтрино — разные частицы; константа F нарушающего соответствующий лептонный заряд взаимодействия меньше одной десятой доли константы G слабого взаимодействия ($F/G < 0{,}1$, где $G = 10^{-5}/M_p^2$, M_p — масса протона).

Что же касается мюонного лептонного заряда, то самая достоверная информация о различии ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ следует из классического опыта Дж.Бернардини и др. (см., например, [8]), где было показано, что в сложных ядрах реакция $\nu_\mu + p \to \mu^+ + n$ по крайней мере в сто раз менее вероятна, чем реакция $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$.

*ЖЭТФ, 1967, т.53, вып.5, с.1717—1725.

Заключение о том, что ν_e и ν_μ — разные частицы, следует из пионерской работы брукхейвенской группы [9]. И здесь существенные результаты с количественной точки зрения были получены Дж.Бернардини и др. (см. [8]). Сечение реакции $\nu_\mu + n \to e^- + p$ не превышает нескольких процентов сечения реакции $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$.

Таким образом, и в опытах с нейтрино высоких энергий верхний предел константы F гипотетического нарушающего лептонный заряд взаимодействия получился равным $\sim 0{,}1G$. В опытах же, в которых проводились поиски процесса $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ (см. ниже), верхний предел на порядок лучше ($F/G \leq 10^{-2}$).

Упомянутые выше результаты и совокупность существующей информации по слабым взаимодействиям ставят нас перед несколькими возможностями, которые следующим образом можно суммировать в терминах сохранения лептонного заряда.

1. Имеется два различных аддитивных лептонных заряда — мюонный и электронный.

2. Имеется только один аддитивный лептонный заряд, знаки которого для μ^- и e^- противоположны [10]. Существует только одно (четырехкомпонентное) нейтрино, левые компоненты которого ассоциируются с электронами, а правые — с мюонами [11].

3. Имеется только один аддитивный лептонный заряд (равный +1 для ν_e, ν_μ, e^-, μ^- и −1 для $\bar\nu_e$, $\bar\nu_\mu$, e^+, μ^+) и одно мультипликативное лептонное число [12] (равное +1 для ν_e, e^-, $\bar\nu_e$, e^+ и −1 для ν_μ, μ^-, $\bar\nu_\mu$, μ^+).

4. Имеется один аддитивный лептонный заряд, величины которого для e^-, ν_e и для μ^-, ν_μ являются разными (скажем, +1 для e^-, ν_e и +2 для μ^-, ν_μ).

В этой схеме лептонный заряд напоминает другие хорошо известные квантовые числа, такие как странность.

Возможности 1 и 2 нельзя отличить, если масса нейтрино равна нулю. Если масса нейтрино отличается от нуля, возможность 2 является самой экономичной (только один лептонный заряд!). Что же касается возможности 3, то она самая нестрогая, поскольку позволяет, в принципе, переходы мюоний $\rightleftarrows$ антимюоний [13], но она представляется мне очень искусственной.

В рамках схем 1, 2, 3 аддитивный лептонный заряд или не меняется (процессы типа $n \to p + e^- + \bar\nu_e$, $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar\nu_\mu$ и т.д.), или меняется на две единицы (например, гипотетический процесс $n \to p + e^- + \nu_e$, обсуждаемые ниже осцилляции $\nu \rightleftarrows \bar\nu$ и т.д.). В этих схемах трудно придумать процесс, в котором лептонный заряд изменялся бы только на единицу.

Согласно же возможности 4, во всех наблюденных слабых процессах лептонный заряд не меняется, в процессе $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ он меняется на единицу, а в других гипотетических процессах, которые обсуждаются в настоящей статье, он меняется

более, чем на единицу. Определение характерных времен переходов $\mu^+ \to e + \gamma$ и осцилляций $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$ (см. ниже) даст в принципе возможность проверить, осуществляется ли в природе альтернатива 4.

Нарушение сохранения лептонов?

Точность опытов по сохранению лептонного заряда, несмотря на их красоту, оставляет простор для относительно сильных нарушений. Кроме того, экспериментальных данных о сохранении лептонов во взаимодействиях без участия адронов совсем нет. В настоящий период развития физики элементарных частиц, когда такие квантовые числа, как P, C (и PC!), оказались не совсем хорошими и когда даже справедливость PCT-теоремы подвергается некоторому сомнению, естественно фантазировать о лептонном заряде как о первом претенденте на роль еще одного несохраняющегося квантового числа.

В частности, возникает вопрос (см., например, [14]), будет ли PC-несохраняющее взаимодействие, ответственное за распад $K_2^0 \to 2\pi$ [15], сохранять лептонный заряд?

Если предположить, что CP-несохраняющее взаимодействие нарушает также сохранение лептонов, можно оценить интенсивность такого взаимодействия сравнением вероятностей распадов $K_1^0 \to 2\pi$ и $K_2^0 \to 2\pi$. Тогда наивно можно прийти к выводу, что константа F взаимодействия, не сохраняющего лептонный заряд, на три порядка величины меньше, чем константа G слабого взаимодействия.

Двойной β-распад и подобные процессы

При $F/G = 10^{-3}$ вероятность безнейтринного двойного β-распада в ^{48}Ca (рис.1), вызванного взаимодействием F, составила бы $(F^2G^2/g^4)\cdot 10^{-16}$ лет$^{-1}$ ≈ ≈ 10^{-22} лет$^{-1}$, что меньше экспериментально установленного [5,6] верхнего предела вероятности безнейтринного двойного β-распада в ^{48}Ca на два порядка. Здесь вероятность безнейтринного двойного β-распада для майорановского нейтрино взята равной 10^{-16} лет$^{-1}$ [1], но следует заметить, что возможна ошибка в экспоненте, равная ±2!

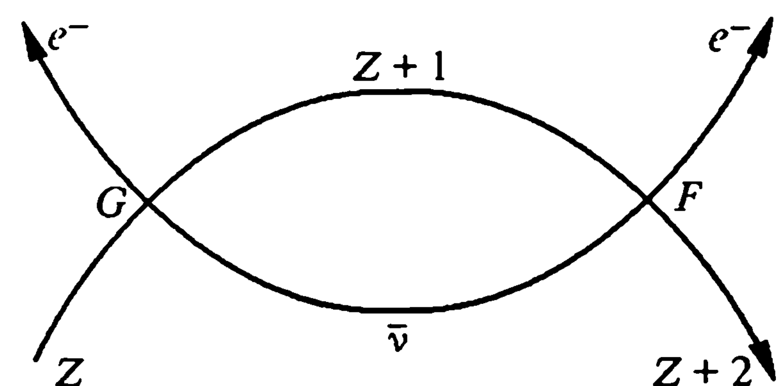


Рис.1. Диаграмма двойного β-распада

Кстати, опыт, предназначенный для обнаружения безнейтринного двойного β-распада в ^{48}Ca [6], позволяет сделать вывод о том, что константа гипотетического взаимодействия с адронным током дважды заряженного тока e^-e^- (дающего двойной β-распад как процесс первого порядка), по крайней мере, на двенадцать порядков меньше константы слабого взаимодействия [16].

Процессы типа $\nu_e + p \to e^+ + n$ и т.д.

Поиски процессов типа $\nu_e + p \to e^+ + n$, $\nu_\mu + p \to \mu^+ + n$, $\bar{\nu}_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to$ $\to e^- + {}^{37}\mathrm{Ar}$ также не подходят для обнаружения сечений, приблизительно на шесть порядков величины меньше обычных сечений слабых процессов (см., однако, ниже обсуждение осцилляций в вакууме типа $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$).

Процессы типа $\mu \to e + \gamma$ и т.д.

Сохранение мюонного заряда запрещает процессы типа $\mu \to e + \gamma$, $\mu \to 3e$, $\mu^- + Z \to e^- + Z$, $\mu^+e^- \rightleftarrows \mu^-e^+$. Самым подходящим процессом для получения сведений о сохранении мюонного числа является распад $\mu \to e + \gamma$. Отношение вероятностей распада по каналам $\mu \to e + \gamma$ и $\mu \to e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ в случае несохранения мюонного заряда составляло бы $W \approx (\alpha/2\pi)(F/G)^2$, где α — константа тонкой структуры. Предполагая $F/G = 10^{-3}$, видим, что W оказывается $\approx 10^{-9}$. Эта величина уже не так далека от экспериментально известного верхнего [17] предела ($W_{\text{эксп}} \leq 2{\cdot}10^{-8}$). Очевидна необходимость постановки опытов, в которых делалась бы попытка обнаружить процесс $\mu \to e + \gamma$ на уровне 10^{-9} или меньше.

Что же касается процесса $\nu_\mu + n \to e^- + p$, запрещенного сохранением мюонного заряда, то его вряд ли можно прямо обнаружить, так как соответствующие сечения в миллион раз меньше сечения процесса $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ (однако см. ниже обсуждение осцилляций в вакууме $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$).

Процесс $\mu^- + Z \to (Z - 2) + e^+$

Этот процесс, внимание на который обратили А.И.Мухин и Л.Б.Окунь, напоминает безнейтринный двойной распад, но отличается от него важным пунктом: он является «процессом μe», а не «процессом ee» (рис.2). Согласно одной из возможностей, уже упомянутых во введении (только один аддитивный лептонный заряд с противоположными знаками для μ^- и e^-), этот процесс, в принципе, не нарушает сохранения лептонов и поэтому мог быть менее подавлен, чем процесс $\mu^- + Z \to e^- + Z$. Поэтому исследование «двойного мюон-электронного процесса» $\mu^- + Z \to (Z - 2) + e^+$ дает сведения, отличающиеся от сведений, получаемых в обычном опыте по безнейтринному двойному β-распаду. Из такого опыта, как мы видели, можно получить верхний предел константы гипотетического взаимодействия с адронным током дважды заряженного тока ee, дающего двойной β-распад как процесс первого порядка. Но это взаимодействие наверняка не сохраняет

лептонный заряд. С этой точки зрения экспериментальное исследование процесса $\mu^- + Z \to (Z-2) + e^+$ дает информацию о константе F' гипотетического взаимодействия первого порядка, возможно, сохраняющего лептонный заряд (см. рис.2 для примера такого взаимодействия; Δ — хорошо известная изобара $T = 3/2$, $J = 3/2$).

Что известно о процессе $\mu^- + Z \to \to e^+ + (Z-2)$? Соответствующие сведения могут быть получены в опыте, предназначенном для обнаружения процесса $\mu^- + Z \to e^- + Z$. Было найдено [18], что

$$R = \frac{W(\mu^- + Z \to e^- + Z)}{W(\mu^- + Z \to \nu + ...)} \le 2{,}2 \cdot 10^{-7}.$$

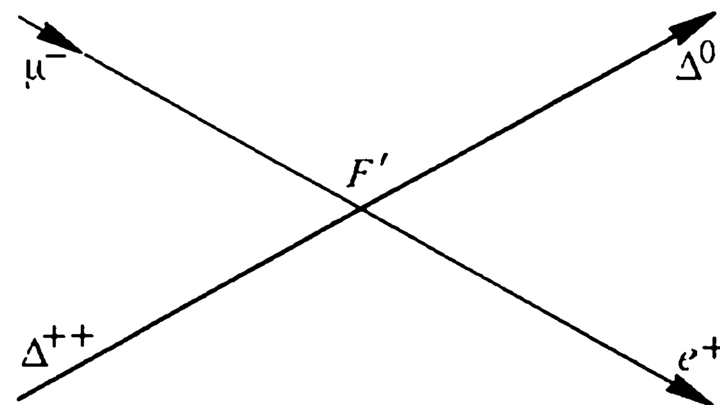


Рис.2. Возможная диаграмма «двойного мюон-электронного процесса»

Поскольку в этих опытах позитроны не отличались бы от электронов, такой результат имеет прямое отношение и к нашему процессу. Таким образом, мы уже знаем, что

$$R' = \frac{W[(\mu^- + Z \to e^+ + (Z-2)]}{W(\mu^- + Z \to \nu + \ldots)} \le 2{,}2 \cdot 10^{-7},$$

откуда получаем $F'/G \le 5 \cdot 10^{-4}$. Представляет интерес улучшить этот результат.

Возможности осцилляций $\bar{\nu} \rightleftarrows \nu$, $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$ в вакууме

Если лептонный заряд — не точно сохраняющееся квантовое число (в этом случае масса нейтрино, по-видимому, отличается от нуля), то осцилляции ($\bar{\nu} \rightleftarrows \nu$, $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$), подобные осцилляциям в пучках K^0-мезонов, становятся возможными в пучках нейтрино [19].

Сначала мы рассмотрим переходы $\bar{\nu} \rightleftarrows \nu$. Если такие переходы существуют, возникают диагональные состояния ν_1 и ν_2 (майорановские нейтрино), которые имеют такое же отношение к ν и $\bar{\nu}$, как K_1^0- и K_2^0-мезоны к K^0 и $\bar{K}^0$. Однако ситуация в этих случаях совсем неодинакова. «Масса μ перехода $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$» ($\mu = |m_{\nu_1} - m_{\nu_2}|$) могла бы быть сравнимой с массой m нейтрино, в то время как «масса перехода $K^0 \to \bar{K}^0$» ($|m_{K_1^0} - m_{K_2^0}|$) крайне мала по сравнению с массой K^0-мезона. Кстати, здесь мы имеем дело с теоретической проблемой при формулировке теории нейтринных осцилляций, которая, по моему мнению, должна представлять интерес для физиков-теоретиков. Трудности можно себе представить, если посмотреть на некоторые фейнмановские диаграммы, возможно, связанные с новым взаимодействием F, и грубо оценить их вклады в разные «массы» (рис.3).

В формулах, приведенных на рис.3, m_e — масса электрона, появление которой во вкладах диаграмм более или менее произвольно, и Λ — параметр обрезания [20], который предположительно будет взят равным 100 ГэВ во всех случаях, когда взаимодействие имеет место только между лептонами, и равным массе нуклона, когда во взаимодействии участвуют адроны (например, диаграмма *е* рис.3). Несмотря на то, что только что сказанное в самом лучшем случае крайне грубо, а в самом худшем — совсем неправильно, я буду продолжать спекулировать на нейтринных осцилляциях. Здесь можно дополнить, что способ нахождения нарушения лептонного заряда, основанный на осцилляции $\bar{\nu} \rightleftarrows \nu$, является, в принципе, более чувствительным, чем другие методы. Причина этого в том, что период осцилляций обратно пропорционален первой степени матричного элемента перехода, в то время как скорости распадов и реакций пропорциональны его квадрату.

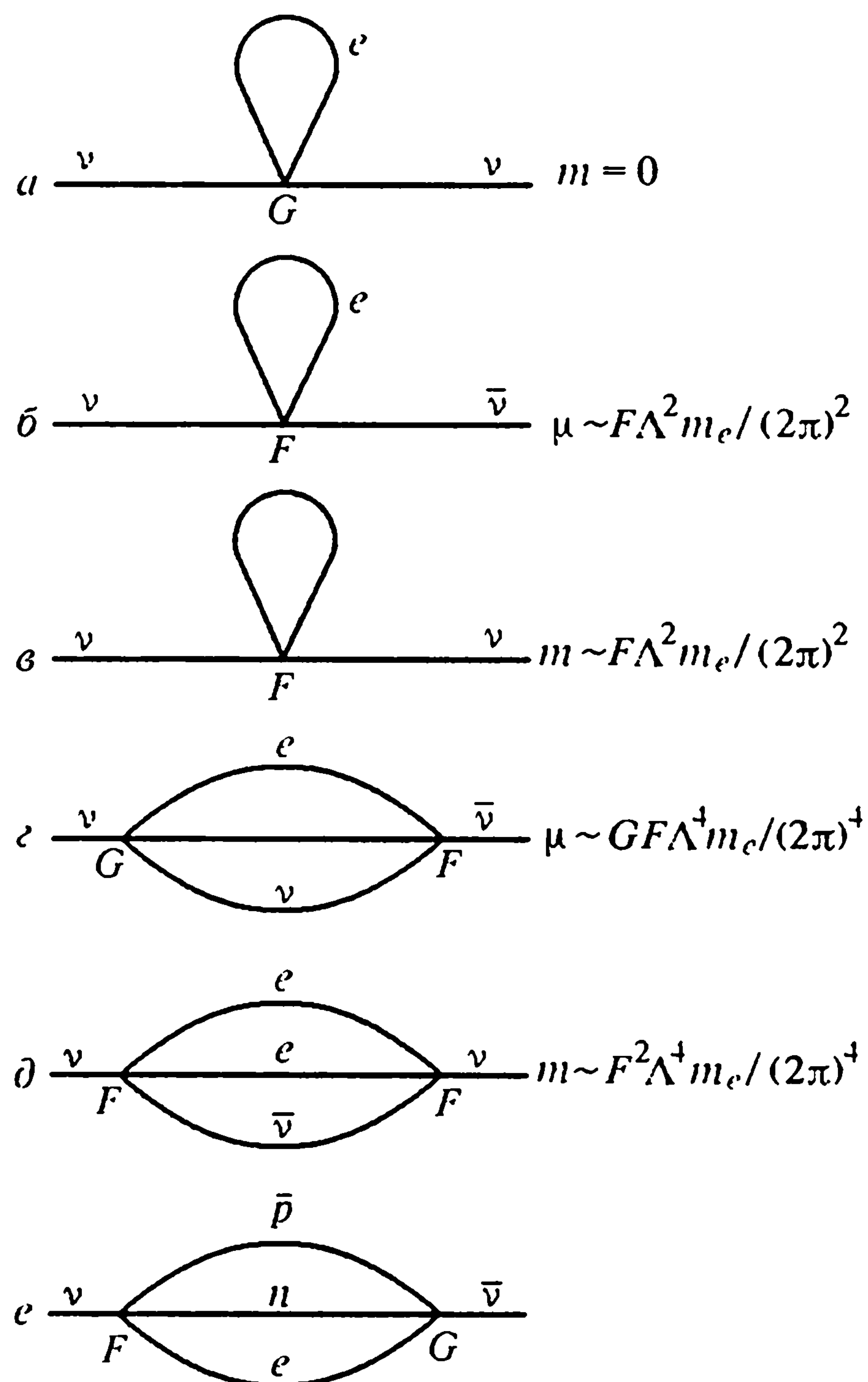


Рис.3. Некоторые возможные диаграммы и их вклады. $G = 10^{-5}/M_p^2$ — константа слабого взаимодействия, M_p — масса протона, F — константа нового взаимодействия, m — вклад данной диаграммы в массу нейтрино, $\mu = |m_{\nu_1} - m_{\nu_2}|$ — масса перехода $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$, m_e — масса электрона, Λ — параметр обрезания

Замечания о способах наблюдения нейтринных осцилляций

Возможность наблюдения осцилляций (уже не говоря о многих вещах, которые будут изложены позднее) зависит от того, какие правила отбора имеют место в природе (см. во введении разные варианты правил отбора лептонного заряда).

Если имеются два разных лептонных заряда, переходы $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_e$ и $\nu_\mu \rightleftarrows \bar{\nu}_\mu$ превращают потенциально активные частицы в частицы, которые с точки зрения обычного слабого взаимодействия являются стерильными, т.е. практически ненаблюдаемыми, так как они имеют «неправильную» спиральность. В этом случае единственный способ наблюдения обсуждаемого эффекта состоит в измерении

интенсивности (и временной вариации интенсивности) оригинальных частиц (скажем, нейтрино), но не их античастиц (скажем, антинейтрино). Однако иное дело, если имеется только один аддитивный лептонный заряд, знак которого для e^- и μ^- различен. В этом случае правильными обозначениями для четырех нейтральных объектов являются $\nu_{лев}$, $\bar{\nu}_{лев}$, $\nu_{прав}$, $\bar{\nu}_{прав}$. Тогда в переходах $\nu_{лев} \rightleftarrows \bar{\nu}_{лев}$, $\nu_{прав} \rightleftarrows \bar{\nu}_{прав}$ возникают нестерильные частицы. Будут иметь место осцилляции эль-нейтрино $\rightleftarrows$ мю-нейтрино, которые, в принципе, можно наблюдать не только при помощи измерения интенсивности и «временной вариации» оригинальных частиц далеко от их источника, но также и при обнаружении новых частиц. Правда, превращение эль-нейтрино от реактора в мю-нейтрино *прямо* нельзя наблюдать, так как мю-нейтрино низких энергий (E меньше массы мюона) невозможно зарегистрировать. С другой стороны, мю-нейтрино высоких энергий будут превращаться в нормально активные эль-нейтрино.

Заметим, что формулировка проблемы нейтринных осцилляций в вакууме усложняется наличием большого числа возможностей.

Время и длина осцилляций

Осцилляции $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$, $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$ характеризуются периодом или длиной $l = E/\mu m$ (где E — нейтринная энергия, $h = c = 1$). Величина μ меньше m, так как ν_1 и ν_2 должны иметь положительную массу, но не известно, $\mu \leq m$ (см. диаграммы b и c рис.3) или $\mu \ll m$.

Рассмотрим типичные нейтринные опыты с реакторами [21] и ускорителями [8,9] и предположим для оценки, что $m \approx \mu$. Вначале возьмем для величин нейтринной массы экспериментально определенные верхние пределы (для ν_e масса $m = 200$ эВ и $E = 1$ МэВ, для ν_μ масса $m = 2$ МэВ и $E = 1$ ГэВ). Тогда для характерных длин осцилляций получилось бы соответственно $l = 10^{-3}$ см и $l = 10^{-8}$ см. Конечно, нет ни малейшей причины думать, что масса нейтрино равна ее экспериментально определенному верхнему пределу (как для эль-нейтрино, так и для мю-нейтрино).

В духе настоящей статьи менее произвольную оценку можно сделать на основе вкладов диаграмм рис.3, например диаграмм *б* и *в*. Если взять $F/G = 10^{-3}$ и $\Lambda = 100$ ГэВ, то эти диаграммы для m и μ дают ~1 эВ. Этой величине соответствует характерная длина для мегавольтных эль-нейтрино (от реактора) порядка 10 см и для гигавольтных мю-нейтрино (от ускорителей) — 100 м.

Можно ли исключить такие величины уже на основании выполненных опытов?

Что же касается опытов с мю-нейтрино, то расстояние источник—детектор порядка 100 м и, следовательно, характерную длину осцилляций такого же порядка, соответствующую величине $F/G \geq 10^{-3}$, нельзя исключить.

В опытах с эль-нейтрино от реакторов наличие характерной длины осцилляции, определенно меньшей как диаметра реактора, так и расстояния реактор—де-

тектор (около 10 м), привело бы к уменьшению в два раза интенсивности активных частиц, попадающих на детектор, поскольку число анти-эль-нейтрино от реактора и число стерильных частиц одинаково при больших расстояниях. Это привело бы к тому, что сечение реакции $\nu_e + p \to e^+ + n$, измеренное в опытах Незрика и Райнеса [22], было бы в два раза меньше, чем сечение, рассчитанное для двухкомпонентного нейтрино. По-видимому, такого расхождения нет. Поэтому будем предполагать, что опыты на реакторах исключают величины длин осцилляций меньше 10 см (или исключают величину $F/G \geq 10^{-3}$ согласно диаграмме *б* рис.3), хотя полной уверенности в этом нет. Тогда мы могли бы найти верхний предел F/G из требования, чтобы длина осцилляций l была больше, чем расстояние реактор—детектор, равное, скажем, десяти метрам: $l = E\,(F\Lambda^2 m_e/4\pi^2)^{-2} > 10$ м. Исходя из диаграммы рис.3, найдем $F/G \leq 10^{-4}$.

Конечно, все оценки, приведенные здесь, имеют только иллюстративный характер и не должны быть приняты серьезно.

Мы не обсуждаем здесь гипотезу, что во взаимодействии участвуют адроны (см., например, диаграмму *е* рис.3). Достаточно отметить, что такое взаимодействие в отсутствие других диаграмм допустило бы бóльшие величины длин осцилляций ($\gg 10^4$ км) даже для величин $F/G \sim 1$.

Осцилляции $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$ и астрономия

Если длина осцилляций большая (>10 км), наблюдение переходов $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$, $\nu_\mu \rightleftarrows \nu_e$ в пучках нейтрино от реакторов и ускорителей будет невозможно. Однако астрофизические эффекты могли бы быть важными.

С точки зрения возможностей наблюдения идеальным объектом является Солнце. Если длина осцилляций много меньше, чем радиус солнечной области, эффективно рождающей нейтрино (скажем, одна десятая доля радиуса Солнца $R_\odot$ или $0{,}1 \cdot 10^6$ км для ν_e от ^{8}B [23]), которые будут давать главный вклад в планируемые сейчас опыты (см., например, [24]), прямых осцилляций солнечных нейтрино нельзя наблюдать из-за размазывания эффекта. Единственный эффект на поверхности Земли заключался бы в том, что поток наблюдаемых солнечных нейтрино должен быть в два раза меньше полного потока солнечных нейтрино. К сожалению, вес разных термоядерных реакций в Солнце и его центральная температура недостаточно хорошо известны для того, чтобы позволить полезное, с нашей точки зрения, сравнение ожидаемых и наблюдаемых интенсивностей солнечных нейтрино*.

---

*Если бы мы знали, как зафиксировать стерильные частицы от перехода $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{e\,\text{стер}}$, мы могли бы колоссально улучшить ограничения на величину F/G, так как расстояние источник—детектор здесь 10^8 км, а не десятки метров.

Как заметил И.Я.Померанчук, если длина осцилляций солнечных нейтрино сравнима с радиусом рождающей нейтрино области Солнца или больше него, то могли бы возникнуть временные вариации в интенсивности солнечных нейтрино на поверхности Земли. Эти временные осцилляции связаны с тем, что расстояние Солнце — Земля меняется со временем. Для того чтобы наблюдать обсуждаемые осцилляции, необходимо произвести измерения на относительные расстояния (время), сравнимые с длиной осцилляций (периодом осцилляций). Если длина осцилляций порядка $0{,}1R_{\odot} = 0{,}1\cdot 10^6$ км, то должны возникнуть осцилляции в интенсивности солнечных нейтрино с периодом в несколько дней. Если же длина осцилляций оказывается порядка $5\cdot 10^6$ км (разность полуосей земной орбиты), то возникнут колебания с периодом порядка ста дней.

В не очень далеком будущем опыты со спутниками могли бы быть выполнимыми.

Что же касается проблемы сохранения лептонов в области астрономии нейтрино высоких энергий [25], то положение здесь не обнадеживает.

Заключение

Подводя итоги в духе настоящей статьи, предполагаем, что PC-несохраняющее F-взаимодействие является очень общим взаимодействием для всех частиц. Все частицы со спинами, включая нейтрино, тогда будут иметь дипольный электрический момент. Для нейтрино дипольный электрический момент грубо будет составлять

$$d \lesssim F\Lambda^2 \frac{1}{\Lambda} e \approx 10^{-20}\ e\cdot\text{см},$$

где Λ — вновь параметр обрезания, характерный для слабого четырехлептонного взаимодействия (см. диаграммы *б* и *в* на рис.3). Магнитный момент будет сравним с электрическим. Если это так, то возникает конечная величина для нейтринной массы, что делает правдоподобными нарушения лептонного заряда. Конечно, несохранение PC не требует автоматически конечной величины нейтринной массы. Вопрос об измерении ионизации нейтрино в веществе, вызванной его электрическим и магнитным моментами, будет обсужден позже.

Однако мне хотелось подчеркнуть, что независимо от теоретических соображений и крайней грубости оценок, сделанных здесь, важность постановки опытов, в частности поисков процессов $\mu \to e + \gamma$, $\mu^- + Z \to e^+ + (Z-2)$ и экспериментов по исследованию вариации интенсивности солнечных нейтрино, не вызывает сомнения. Кроме того, вопрос о сохранении лептонного заряда имеет большое значение для интерпретации результатов будущих первоочередных опытов с солнечными нейтрино.

Я очень благодарен И.Ю.Кобзареву и Л.Б.Окуню, в сотрудничестве с которыми была выполнена настоящая работа, М.И.Подгорецкому и А.И.Мухину — за критические замечания и полезные советы.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
9 июня 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rosen S.P., Primakoff H.* Alpha, Beta, Gamma-Ray Spectroscopy. Amsterdam: North-Holland Publishing House, 1965, p.1499—1516.
2. *Лазаренко В.Р.* // УФН, 1966, т.90, с.601.
3. *Davis R.* // Int. Conf. on Radioisotopes in Sci. Res., Paris, 1957.
4. *Pontecorvo B.* // Chalk River, Report P.D.-205, 1946.
5. *Лазаренко В.Р., Лукьянов С.Ю.* // ЖЭТФ, 1965, т.49, с.751.
6. *Der Mateosian E., Goldhaber M.* // Phys. Rev., 1966, vol.146, p.810.
7. *Shapiro M.H., Frenkel S., Koicki S., Wales W.D., Wood G.T.* // Phys. Rev. (to be published).
8. *Bernardini G.* // XII Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964, 2, Atomizdat, 1966, p.37.
9. *Danby G., Gaillard J.M., Goulianos K., Lederman L.M., Mistry N., Schwarts M., Steinberger J.* // Phys. Rev. Lett., 1962, vol.9, p.36.
10. *Зельдович Я.Б.* // ДАН, 1952, т.86, с.505;
    Konopinski E.J., Mahmoud H.M. // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.1045.
11. *Kawakami I.* // Progr. Theor. Phys., 1958, vol.19, p.459;
    Липманов Э.М. // ЖЭТФ, 1959, т.37, с.1054;
    Sokolov A.A. // Phys. Lett., 1963, vol.3, p.21.
12. *Feinberg G., Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.381.
13. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1957, т.33, с.549.
14. *Окунь Л.Б.* // Школа теоретической и экспериментальной физики, Нор-Амберд, 1966, Изд. АН АрмССР, 1967.
15. *Christenson J.H., Cronin J.N., Fitch V.L., Turlay R.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.138.
16. *Feinberg G., Goldhaber M.* // Proc. Nat. Acad. Sci., 1959, vol.45, p.1301.
17. *Parker S., Anderson H.L., Rey C.* // Phys. Rev., 1964, vol.133B, p.768.
18. *Conforto G., Conversi M., di Lella L., Penso G., Rubbia C., Toller M.* // Nuovo Cim., 1962, vol.26, p.261;
    Bartley J.H., Davies H., Muirhead H., Woodhead T. // XII Int. Conf. on High Energy Phys., Dubna, 1964, p.84.
19. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1958, т.34, с.247.
20. *Иоффе Б.Л.* // ЖЭТФ, 1960, т.38, с.1608.
21. *Reines F., Cowan C.L.* // Phys. Rev., 1959, vol.113, p.173.
22. *Nezrick F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
23. *Bahcall J.N., Fowler W.A., Iben I., Sears R.L.* // Astrophys. J., 1963, vol.137, p.344.
24. *Davis P.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.12, p.303;
    Bahcall J.N. // Science, 1965, vol.147, p.115;
    Reines F. // Sci. J., 1966, vol.2, p.84;
    Понтекорво Б. // УФН, 1963, т.79, с.3;
    Kuzmin V.A., Zatsepin J.I. // Proc. of the 9th Conf. on Cosmic Rays, London, 1965, vol.2, p.10—23.
25. *Reines F., Crouch M.F., Jenkins T.L., Kropp W.A., Curr H.S., Smith G.R., Sellshop J.P.F., Meyer B.* // Phys. Rev. Lett., 1965, vol.15, p.429;
    Achar C.F., Menon M.G.K., Narasimhan V.S., Romana Mutchy P.V., Sreekanton B.V., Hinotani K., Migake S., Creed D.R., Osborne J.L., Rattison J.B.N., Wolfendale A.W. // Phys. Lett., 1965, vol.18, p.196.

1968

SUPERWEAK INTERACTIONS AND DOUBLE BETA DECAY*

In connection with the violation of *CP* invariance in the $K^0 \to \pi^+ + \pi^-$ decay [1], Wolfenstein [2] has postulated a new, so-called superweak interaction. Presently there are no data which might conclusively exclude the existence of the Wolfenstein interaction [3]. This is an «ad hoc» first order interaction with $\Delta S = 2$ characterized by an extremely small value of the coupling constant f ($f \sim 10^{-9}G$, where $G = 10^{-5}/M_p^2$ is the Fermi constant).

Such a small value of f makes it very difficult to observe superweak interaction phenomena other than K^0 processes. It is natural to ask the question: is it possible to observe other manifestations of the superweak interaction and how to do that? Or: is it possible to observe processes characterized by an interaction constant billions of times smaller than the weak interaction constant? In the last form the question is already not related directly to the Wolfenstein interaction: below the notation f as well as its value $f \sim 10^{-9}G$ are taken as an illustration.

The superweakness of the interaction which is being considered suggests that its manifestations should be looked for in processes reminding second order weak processes. Now the widespread statement that the first order interaction of the Wolfenstein type is not able to compete with the second order weak interaction is not necessarily true. If processes are considered in which only hadrons take part, the effective masses and cut off parameters are of the order of M_p; in such a case $fM_p^2 \ll G^2M_p^4$ and the statement is true. Because of the dimensions of the constants f and G, however, the first order superweak interaction may in certain cases perfectly well compete with the second order weak interaction, for example, in such processes where there take part (only real) low energy leptons. From this point of view it is natural to compare the two-neutrino double beta decay, which is well studied from a theoretical point of view, with the hypothetical neutrinoless double beta decay induced by the interaction à la Wolfenstein. In this connection the following working hypothesis is being considered below. The neutrinoless double beta decay is induced by a superweak interaction of the first order in f with $\Delta L = 2$, where L is the lepton charge. We are concerned with a direct interaction of the hadrons with a twice charged electron current, without the participation of a virtual neutrino (Fig.1). Of course, such an interaction is quite exotic but so is the interaction with $\Delta S = 2$ and also the

*Phys. Lett., 1968, vol.26B, p.630—632.

interaction with $\Delta L = 2$ which is introduced if the existence of neutrinoless double beta decay is assumed to exist (see the «usual» diagram for this process in Fig.2).

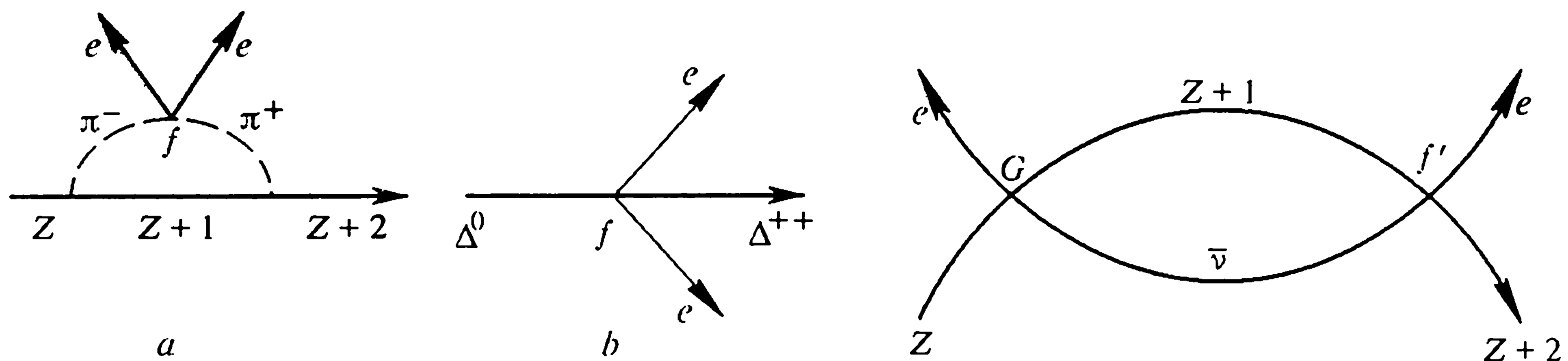


Fig.1. Possible diagrams of neutrinoless double beta decay induced by the superweak interaction *f*. Δ are the well-known nucleon isobars with $J = 3/2$ and $T = 3/2$

Fig.2. «Usual» diagram of neutrinoless double beta decay

In diagrams 1*a* and 1*b* there are illustrated virtual pion effects which make possible the decay $Z \rightarrow (Z + 2) + e^- + e^-$ induced by the interaction *f*. It is seen that an interaction with a constant $f \sim 10^{-9}G$ or even less could induce neutrinoless double beta decay with a probability larger than the probability of two-neutrino double beta decay.

Thus, search for neutrinoless beta decay will give information on possible superweak interactions. This had already been noted in a different context by Feinberg and Goldhaber [4].

Let us discuss now the double beta decay radiochemical experiments of Takaoka and Ogata [5] in which there was measured the excess of various Xe isotopes (over the «normal» isotopic distribution) in old Te minerals of known age. Unlike such investigations, other types of experiments with counters and spark chambers are capable of distinguishing, at least in principle, two-neutrino from neutrinoless double beta decay. However, they have less sensitivity than radiochemical methods, at least in double beta decay transitions, especially interesting from our point of view, where the energy liberated is small ($\lesssim$ 1 MeV). In the above mentioned radiochemical experiments there was discovered the transition $^{130}\mathrm{Te} \rightarrow {}^{130}\mathrm{Xe}$, the total probability $W_{\exp}^{^{130}\mathrm{Te}}$ of the process being:

$$W_{\exp}^{^{130}\mathrm{Te}} = W_{ee}^{^{130}\mathrm{Te}} + W_{ee\nu\nu}^{^{130}\mathrm{Te}} \approx 10^{-21}\ \mathrm{year}^{-1}$$

(the notations are self-explaining). In addition the Japanese authors found some isotopic excess of ^{128}Xe in old minerals of Te: if such excess is entirely due to double beta decay $^{128}\mathrm{Te} \rightarrow {}^{128}\mathrm{Xe}$, the total probability $W_{\exp}^{^{128}\mathrm{Te}}$ would be: $W_{\exp}^{^{128}\mathrm{Te}} = W_{ee}^{^{128}\mathrm{Te}} + W_{ee\nu\nu}^{^{128}\mathrm{Te}} \approx 3 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{year}^{-1}$. The authors are inclined to conclude that the excess of ^{130}Xe they observed is due to the two-neutrino double beta decay, the neutrinoless processes being always of no importance. The very interesting

observation of the ^{128}Xe excess, according to the authors, is probably due to some kind of background as $W^{^{128}Te}_{exp.}$ would be at least three orders of magnitude larger than the probability of two-neutrino double beta decay expected theoretically for ^{128}Te (the energy released is only 0.85 MeV). However, the attention should be seriously turned to the possibility that the transition ^{128}Te $\rightarrow$ ^{128}Xe entirely and the transition ^{130}Te $\rightarrow$ ^{130}Xe partially are due to neutrinoless double beta decay. Then there is no «a priori» difficulty with the high value of the rate in ^{128}Te since there is no way of calculating the neutrinoless rates for many reasons, in particular, because the constants f (Fig.1) and f' (Fig.2) are not known.

Since the dependency upon the energy ε released in the neutrinoless double beta decay is about ε^{5-6} (see the ordinary beta decay) and ε^{10} in the two-neutrino double beta decay [6] it turns out that the neutrinoless process is *relatively* more probable in ^{128}Te than in ^{130}Te (ε is 0.85 MeV for ^{128}Te and 2.5 MeV for ^{130}Te). True, the *absolute* probability of neutrinoless double beta decay, coeteris paribus, should be several hundred times smaller in ^{128}Te than in ^{130}Te. The nuclear matrix elements, however, are known with an uncertainty of two orders of magnitude; thus, the observed ratio ($W^{^{130}Te}_{exp}/\, W^{^{128}Te}_{exp} \leq 30$) does not contradict anything. A similar argument is valid also for the last remarkable experiment in which a search [7] was made for the neutrinoless double beta decay in ^{48}Ca.

The scheme of neutrinoless double beta decay illustrated in Fig.1 seems more natural than the ordinary interpretation in terms of the diagram in Fig.2. The last diagram is of the order of Gf' where f' is the constant of an interaction which changes the lepton charge by two (just as the f interaction does). By the way, the contribution of diagram of Fig.2 to the neutrinoless double beta decay would be clearly negligible in comparison with the contribution from diagrams of Fig.2 in the case, quite attractive from our point of view, where f' would be equal to f. The body of experimental evidence in favour of the *V–A* theory tells us, say, that $f' < 0.1G$ so that the probability of neutrinoless double beta decay according to the diagram of Fig.2 is at least hundred times less than the value calculated for parity conservation and maximum violation of lepton charge ($f' = G$).

Let us now assume that neutrinoless double beta decay really exists in ^{128}Te and other nuclei. One may ask: how to find out whether it is due to the mechanism of Fig.1 or to the diagram of Fig.2? If the neutrinoless process is going according to Fig.2 there must take place some processes violating lepton charge of the type $\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p$, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$, with a cross section roughly calculable and perhaps measurable in future experiments. These processes, on the contrary, are not born out by the interaction f, a fact which permits in principle, to decide which diagram is responsible for the neutrinoless process.

The interaction f will induce transitions in vacuum pionium $\rightleftarrows$ antipionium ($\pi^+e^- \rightleftarrows \pi^-e^+$) and perhaps muonium $\rightleftarrows$ antimuonium [8]; because of the extremely small value of the constant f, however, it is not clear how to observe such oscillations.

Above, the neutrinoless double beta decay was described as a transition with $\Delta L = 2$, that is, by assuming a lepton conservation law which is violated by the f (or f') interaction. Of course, one can visualize the neutrinoless double beta decay simply in terms of an absence of lepton charge (Majorana neutrino with approximate V–A interaction).

The two approaches, however, are physically different. The first approach leads to the possibility of oscillations in vacuum between different neutrino states [9] (when $m_\nu \neq 0$). There are no such oscillations according to the second approach which implies the absence of the lepton charge. In addition the second approach may lead to the existence of neutrinoless double beta decay even with a (100% longitudinal) neutrino of zero mass (see Fig.1).

In conclusion I am glad to thank L.Okun and R.Ryndin for very useful discussions and critical remarks.

Note added in proof. After the present letter had been written, the author's attention was drawn to two interesting papers, in which radiochemical experiments giving positive results on double beta decays $^{130}Te \rightarrow {}^{130}Xe$ [10,11] and $^{82}Se \rightarrow {}^{82}Kr$ [10] are described. The ^{130}Te results confirm, with better accuracy, those of Ref.5. The double beta decay of ^{82}Se ($\varepsilon = 2.9$ MeV) was observed for the first time with an about 10^{-20} year^{-1} probability. Clearly these new data are not in contradiction with the f interaction hypothesis.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna March 21, 1968

REFERENCES

1. *Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.138.
2. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.562.
3. International Seminar on PC Violation. Moscow, January 1968, to be published.
4. *Feinberg G., Goldhaber M.* // Proc. Nat. Acad. Sci., 1959, vol.45, p.1301.
5. *Takaoka N., Ogata K.* // Z. für Naturforschung, 1966, vol.21, p.84.
6. *Rosen S.P., Primakoff H.* Alpha-, Beta-, Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. K.Siegbahn. Amsterdam: North-Holland, 1965, p.1499.
7. *Bardin R.K., Gollon P.I., Ullman J.D., Wu C.S.* // Phys. Lett., 1967, vol.26B, p.112.
8. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549.
9. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1958, vol.34, p.247; 1957, vol.53, p.1717.
10. *Kirsten T., Gentner W., Schaeffer O.A.* // Z. Phys., 1967, vol.202, p.273.
11. *Gerling E.K., Shukulov Yu.A., Ashkinndze G.Sh.* // Yad. Phys., 1967, vol.6, p.311.

1969

NEUTRINO ASTRONOMY AND LEPTON CHARGE*

*In collaboration with V.Gribov***

It is shown that lepton nonconservation might lead to a decrease in the number of detectable solar neutrinos at the earth surface, because of $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ oscillations, similar to $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ oscillations. Equations are presented describing such oscillations for the case when there exist only four neutrino states.

Recently there became known the results of the beautiful experiment of Davis et al. [1], in which deep underground a search was made for sun neutrinos.

Using a spectrometer proportional counter [2,3] to detect ^{37}Ar produced in the reaction $\nu + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$, [3,4] (which is expected to take place in 390,000 litres of C_2Cl_4), Davis et al. so far were not able to detect solar neutrinos. It was shown by them that the neutrino flux at the earth from ^{8}B decay in the sun [5] is smaller than $2 \cdot 10^6\ \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$. This limit is definitely smaller than the theoretical predictions [6,7]. However, various astrophysics and nuclear physics uncertainties do not allow to draw the conclusion that we are faced with a catastrophic discrepancy [7]. The purpose of this note is to emphasize again that the results of sun neutrino experiments are related not only to the above-mentioned uncertainties but also, and in a marked way, to properties which are so far unknown [8] of the neutrino as an elementary particle. The question at issue is: are (is) lepton charges (charge) conserved exactly? The question which, as we shall see, is relevant to neutrino astronomy, is certainly not far-fetched from as elementary particle physics point of view. As a matter of fact, the most significant and recent experiments on lepton conservation give upper limits for the constants of hypothetical interactions nonconserving lepton charge which are surprisingly large.

The most accurate information can be obtained from the experiments, in which a search was made for the processes $^{48}\mathrm{Ca} \to {}^{48}\mathrm{Ti} + e^- + e^-$ [9], $\nu_\mu + p \to \mu^+ + n$ [10], $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ [11]. At a confidence level of about 70% one finds respectively the following upper limits for the corresponding interaction constants f_1, f_2, f_3 phenomenologically responsible for such processes (Ref.12).

*Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493—496.

**Leningrad Physical-Technical Institute, Leningrad, USSR

$$f_1/G < 0.02, \quad f_2/G < 0.15, \quad f_3/G < 0.005,$$

where $G = 10^{-5}/M_p^2$ is the Fermi weak interaction constant.

In a period of development of physics in which such quantum numbers as P, C, PC were found to be not good, it is natural to question the exact validity of any symmetry (Ref.13). The relatively high upper limits for f_1, f_2, f_3 show that there is once more plenty of room for a violated conservation law and suggest the lepton charge(s) as the first candidate(s) for the nonconserved quantum number(s).

In previous publications [8,14] there was shown that lepton nonconservation leads to the possibility of oscillations in vacuum between various neutrino states, and, generally speaking, acts in the sence of decreasing the number of detectable solar neutrinos with respect to the number expected theoretically under the assumption that lepton charges are strictly conserved.

This effect, which incidentally would be in the right direction if the necessity should definitely arise of accounting for unexpectedly small values of detected solar neutrinos is due to the fact that in the presence of oscillations, part of the neutrinos are sterile, that is practically unobservable. It turns out that the study of solar neutrino oscillations is the most sensitive way of investigating the question of lepton charge conservation.

In Ref.8 possible oscillations $\nu_e \rightleftarrows \tilde{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightleftarrows \tilde{\nu}_\mu$, $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ have been discussed. In view of applications to neutrino astronomy we would like to point out here that the first two types of oscillations should not be considered if it is required that in nature there are only four neutrino states.

In order to study the oscillations for this case, we shall consider in approximation zero (V–A theory) four neutrino states with mass zero, which are described by two-component spinors ν_e and ν_μ. In such approximation it is convenient to think of two exactly conserved lepton charges (muon and electron charges).

Lepton nonconservation leads to virtual or real transitions between the above mentioned neutrino states. All the possible transitions may be described with the help of an interaction Lagrangian

$$L_{\text{int}} = m_{e\bar{e}} \bar{\nu}_e' \nu_e + m_{\mu\bar{\mu}} \bar{\nu}'_\mu \nu_\mu + m_{e\bar{\mu}} \bar{\nu}'_e \nu_\mu + \text{Herm. conjug.}, \tag{1}$$

where $\nu' = \bar{\nu}C$ is the charge conjugated spinor. For the charge conjugated spinors there was adopted the notation ν' instead of $\tilde{\nu}$ to avoid confusion with $\bar{\nu}$.

Below for simplicity it will be assumed that $m_{e\bar{e}}$, $m_{\mu\bar{\mu}}$, $m_{e\bar{\mu}}$ are real values, i.e., CP invariance is assumed. Otherwise, the formulae become somewhat more complicated and in the present note we shall not give them for the general case. Interaction (1) can be easily diagonalized. The diagonal states are:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \cos\xi\,(\nu_e + \nu'_e) + \sin\xi\,(\nu_\mu + \nu'_\mu), \\ \varphi_2 &= \sin\xi\,(\nu_e + \nu'_e) + \cos\xi\,(\nu_\mu + \nu'_\mu), \end{aligned} \tag{2}$$

where

$$\mathrm{tg}\, 2\xi = \frac{2m_{e\bar{\mu}}}{m_{e\bar{e}} - m_{\mu\bar{\mu}}}.$$

These states correspond to two Majorana neutrinos (i.e., four states when the spin orientation is taken into account) with the masses m_1 and m_2:

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}\left[m_{e\bar{e}} + m_{\mu\bar{\mu}} \pm \sqrt{(m_{e\bar{e}} - m_{\mu\bar{\mu}})^2 + 4m_{e\bar{\mu}}^2}\,\right] \tag{3}$$

(if $m_2 < 0$, the real state with the positive mass $-m_2$ is $\varphi_2 = \gamma_5\varphi_2$).

The two component spinors ν_e and ν_μ now are not describing anymore particles with zero mass but must be expressed in terms of four-component Majorana spinors φ_1 and φ_2:

$$\begin{aligned} \nu_e &= \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\,[\varphi_1 \cos\xi + \varphi_2 \sin\xi], \\ \nu_\mu &= \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\,[\varphi_1 \sin\xi + \varphi_2 \cos\xi]. \end{aligned} \tag{4}$$

In this case the V–A lepton current, to which weak processes are due, can be written as usual

$$j_\alpha = \bar{e}\gamma_\alpha\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\alpha\nu_\mu. \tag{5}$$

The mass difference between Majorana neutrinos described by φ_1 and φ_2 leads to the oscillations $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$, $\nu'_e \rightleftarrows \nu'_\mu$ (in the usual notations $\tilde{\nu}_e \rightleftarrows \tilde{\nu}_\mu$). If at the time $t=0$, one electron neutrino is generated, the probability of observing it at the time t is

$$|\,\nu_e(t)\,|^2 = |\,\nu_e(0)\,|^2 \left\{ \frac{m_-^2 + 2m_{e\bar{\mu}}}{m_-^2 + 4m_{e\bar{\mu}}} + \frac{2m_{e\bar{\mu}}^2}{m_-^2 + 4m_{e\bar{\mu}}} \cos 2\Delta t \right\}, \tag{6}$$

where

$$m_- = m_{e\bar{e}} - m_{\mu\bar{\mu}},$$

$$\Delta = \frac{1}{2p}(m_1^2 - m_2^2) = \frac{(m_{e\bar{e}} + m_{\mu\bar{\mu}})}{2p}\sqrt{m^2 + 4m_{e\bar{\mu}}^2}$$

and p is the neutrino momentum.

It should be emphasized that the oscillations take place only if $m_{e\bar{\mu}}$ and at least one of the values $m_{e\bar{e}}$ and $m_{\mu\bar{\mu}}$ are different from zero. In the absence of oscillations there are two possibilities. If $m_{e\bar{\mu}} = 0$, then $\xi = 0$ and there exist two Majorana neutrinos (without oscillations). If $m_{e\bar{e}} = m_{\mu\bar{\mu}} = 0$, but $m_{e\mu} \neq 0$. it is natural to attribute an opposite sign of the lepton charge (only one!) to charged leptons of equal electrical charge (say, e^- and μ^-) [15] and to consider (instead of the degenerated states φ_1 and

$\varphi'_2 = \gamma_5 \varphi_2$ with the mass $m = m_{e\bar{\mu}}$) the states with a definite lepton charge $\psi = \nu_e + \nu'_\mu$, $\psi' = \nu'_e + \nu_\mu$ (this is the four component neutrino theory with parity nonconservation [16]).

If $m_{e\bar{\mu}}$ and one of the values $m_{e\bar{e}}$, $m_{\mu\bar{\mu}}$ are different from zero, i.e., if oscillations take place, a very attractive case arises when $m_{e\bar{e}}, m_{\mu\bar{\mu}} << m_{e\bar{\mu}}$. In such a case

$$\xi \approx \frac{\pi}{4}, \qquad \begin{aligned} \varphi_1 &\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi'), \\ \varphi_2 &\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi - \psi') \end{aligned} \tag{7}$$

and the oscillations are entirely similar to the $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ oscillations, φ_1 and φ_2 being analogous to K_1^0 and $\tilde{K}^0$. According to (6) the oscillation amplitude in this case is the largest possible one. The two ψ spin states, ν_{left} and ν_{right}, are approximately the same as the observable «phenomenological» particles ν_e and ν'_μ (or $\tilde{\nu}_\mu$), similarly $\tilde{\nu}_{\text{left}} \approx \nu_\mu$ and $\tilde{\nu}_{\text{right}} \approx \nu'_e \equiv \tilde{\nu}_e$. A very simple picture of neutrino oscillations, similar to the $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ oscillations arises also if $m_{e\bar{e}}$ and $m_{\mu\bar{\mu}}$ are no longer small in comparison with $m_{e\bar{\mu}}$, but are equal ($m_{e\bar{e}} = m_{\mu\bar{\mu}}$), in other words if there is a $\mu - e$ symmetry. In such a case $\xi = \pi/4$ and relations (7) are exact.

In Ref.8 and also in unpublished work of Kobzarev and Okun there was discussed mainly the possibility that the neutrino oscillations are due to the so-called milliweak interaction [17] which, in addition to *PC*, would violate lepton charge conservation as well.

The oscillations might be also induced by a (first order) superweak interaction changing the lepton charge by two units [18]. This interaction reminds of the Wolfenstein [19] superweak interactions, changing the strangeness by two units and might be closely related to it.

Let us remark here that the «sterility» of the neutral leptons generated, say, as a result of $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ oscillations is not absolute (as it would be in the case of the oscillations [8] $\nu_e \rightleftarrows \tilde{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightleftarrows \tilde{\nu}_\mu$ corresponding to the existence of more than four neutrino states) and in the case of solar neutrinos arises simply from the fact that low energy ν_e transform mainly into ν_μ which cannot interact with matter (their energy is smaller than the muon mass).

Unfortunately, nothing can be said about the mass values $m_{e\bar{e}}$, $m_{\mu\bar{\mu}}$, $m_{e\bar{\mu}}$ and about the oscillation length $1/\Delta$ (see (6)) even if they were connected to a definite «etiquette» (milliweak, superweak), as the cut off energy is unknown.

Returning now to neutrino astrophysics, we are going to consider only the simple cases $m_{e\bar{e}}, m_{\mu\bar{\mu}} << m_{e\bar{\mu}}$ or $m_{e\bar{e}} = m_{\mu\bar{\mu}}$, when the oscillations are similar to the oscillations in the K^0 meson beams.

What can be said about the oscillation length? In reactor experiments the existence of an oscillation smaller than the length involved in the problem (the diameter of the reactor and the distance detector-reactor, of the order of a few metres) would lead to a decrease by a factor two in the number of active particles reaching the detector since the number of sterile particles is equal to the number of active particles ($\tilde{\nu}_e$) at large distances. Such a circumstance would have the effect that the cross section for the reaction $\tilde{\nu}_e + p \to n + e^+$, measured in the experiment of Nezrik and Reines [20] would have been two times smaller than the cross section expected for exact two-component neutrinos. Since there is no such a discrepancy, it can be stated that reactor experiments exclude oscillations with a length smaller than a few metres.

From the point of view of observing neutrino oscillations, the ideal object is the sun. If the oscillation length is much smaller than the radius of the sun region effectively generating neutrino (say, one tenth of the sun radius R_0, or about $0.1 \cdot 10^6$ km for ν_e from ^{8}B) it will be impossible to observe oscillations because of the smearing effect. At the earth surface the only effect consists in the following: the flux of observable neutrino must be two times smaller than the total sun neutrino flux.

As it was pointed out by I.Pomeranchuk, if the oscillation length of solar neutrinos is comparable with or larger than the radius of the sun region which generates neutrinos but smaller than the earth-sun distance, there might arise time variations of the intensity of detectable neutrinos of the earth surface. These variations are connected with the fact that the sun-earth distance varies with time. In order to observe the oscillations mentioned above it is necessary to make measurements over relative distances (times), comparable with the oscillation length (period). If the oscillation length is of the order of $0.1\ R_0 = 0.1 \cdot 10^6$ km, there will arise time variations in the intensity of detectable neutrinos with the period of the order of days. If the oscillation length is of the order of $5 \cdot 10^6$ km (the difference in the semi-axis of the earth orbit), variations will arise with periods of the order of a hundred days.

Summarizing, the presence of neutrino oscillations leads to a decrease of the detectable neutrino intensity by a factor δ. This factor will be 2, if the oscillation length is smaller than the radius of the sun region effectively generating neutrinos.

Otherwise, equal to 2 will be the value averaged over time variations. If the oscillation length is comparable with the earth-sun distance, the variations are not observable, but δ could turn out to be much larger than 2 (of course, the statement is true if a detector of more or less monoenergetic neutrinos is assumed).

In conclusion we wish to express our warm gratitude to I.Kobzarev, L.Okun, B.Ioffe, A.Mukhin for critical and illuminating discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna December 20, 1968

REFERENCES

1. *Davis R., Harmer D., Hoffman K.* // Phys. Rev. Lett., 1968, vol.20, p.1205.
2. *Pontecorvo B.* // Helv. Phys. Acta, 1950, vol.23, Suppl.III, p.97;

Pontecorvo B., Kirkwood D., Hanna G. // Phys. Rev., 1949, vol.75, p.982.
3. *Davis R.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.12, p.303.
4. *Pontecorvo B.* // Chalk River Report P.D., 1946, 205.
5. *Flower W.* // Astrophys. J., 1958, vol.127, p.551;
Bahcall J., Flower W., Iben I., Sears R. // Astrophys. J., 1963, vol.137, p.344.
6. *Bahcall J., Bahcall N., Flower W., Sharir G.* // Phys. Lett., 1968, vol.26B, p.1.
7. *Bahcall J., Bahcall N., Sharir G.* // Phys. Rev. Lett., 1968, vol.20, p.1209.
8. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1967, vol.53, p.1717.
9. *Bardin R., Gollon P., Ullman J., Wu C.* // Phys. Lett., 1967, vol.26B, p.112.
10. *Blienlein J. et al.* // Phys. Lett., 1964, vol.13, p.80;
Bernardini G. // Int. Conf. on High Energy Phys., Dubna, 1964, vol.2, p.48.
11. *Parker S., Anderson H., Reg C.* // Phys. Rev., 1964, vol.133B, p.768.
12. *Pontecorvo B.* // Uspekhi Fiz. Nauk, 1968, vol.95, p.503.
13. *Okun L.* // School of Theoretical and Experimental Physics, Nor Amberd, 1966 /Ed. of Acad. of Armenian SSR.
14. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1958, vol.34, p.247.
15. *Zeldovich Ya.* // Dokl. Akad. Nauk, USSR, 1952, vol.86, p.505;
Konopinski E., Mahmoud H. // Phys. Rev. 1953, vol.92, p.1045.
16. *Kawakami E.* // Progr. Theor. Phys., 1958, vol.9, p.459;
Lipmanov E. // ZhETF, 1959, vol.37, p.1054;
Sokolov A. // Phys. Lett., 1963, vol.3, p.21.
17. *Okun L.B., Rubbia C.* // Talk given at the Heidelberg Int. Conf. on Elementary Particles, 1967.
18. *Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1968, vol.26B, p.630.
19. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.562.
20. *Nezrik F., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.

1970

ON THE ν–ν INTERACTION*

In collaboration with D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky

A new hypothetical interaction between neutrinos is considered. It is shown that even relatively strong $\nu_e-\nu_e$, $\nu_\mu-\nu_\mu$ and $\nu_e-\nu_\mu$ interactions are not in contradiction with existing data and upper limits for the corresponding interaction constant are obtained. New experiments are suggested which might give information on ν–ν interactions.

It is taken for granted that the only interaction which neutrinos undergo is the classical weak interaction. Nevertheless, the question can be put as to whether the neutrino may undergo additional interactions. Our work is concerned with a possible interaction between neutrinos. Of course, there is an interaction between neutrinos arising in the second order of the usual weak interaction, but here we shall consider a new (hypothetical) ν–ν interaction. As it turns out, even a relatively strong ν–ν interaction is not in contradiction with existing data. We suggest then new experiments which might give information on the ν–ν interaction.

In the presence of non-weak ν–ν interactions there will appear many phenomena, among which we shall consider i) some new types of decays (see, for example, Fig.1a); ii) some new types of neutrino-induced processes at high energy (see, for example, Fig.1b); iii) neutrino «form factors» (see Fig.1c).

In addition to the usual weak decays with emission of leptons, a ν–ν interaction clearly implies decays with the emission of an additional $\nu-\tilde{\nu}$ pair. Let us first consider the decay

$$\pi^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_e + \tilde{\nu}_e\,. \qquad (1)$$

In a pole approximation we obtain for the electron spectrum in process (1) the expression

$$\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\pi\to e3\nu} = \frac{1}{2^7\pi^5}\, G^2 F^2_{\nu_e\nu_e}\, |f_\pi|^2 m_\pi^7\, (1+r^2-2x)\,(x^2-r^2)^{1/2}\,[(1-2x)\,x+r^2]\,, \qquad (2)$$

where $G \approx 10^{-5}\, m_p^{-2}$ is the weak interaction constant, $|f_\pi| \approx 0.92\, m_\pi$ is the π-decay constant, $r = m_e/m_\pi$, $x = E/m_\pi$ (E is the electron energy), and $F_{\nu_e\nu_e}$ is the $\nu_e-\nu_e$ interaction constant. To be concrete, we selected for the $\nu_e-\nu_e$ effective

*Phys. Lett., 1970, vol.32B, p.121—124.

Hamiltonian the vector form $\mathcal{H}_{\nu_e\nu_e} = F_{\nu_e\nu_e}(\bar{\nu}_e\gamma_\alpha\nu_e)(\bar{\nu}_e\gamma_\alpha\nu_e)$. Neglecting the electron mass we obtain for the total probability of process (1)

$$W_{\pi\to e3\nu} = \frac{1}{15\pi^5 2^{11}} G^2 F_{\nu_e\nu_e} |f_\pi|^2 m_\pi^7 . \tag{3}$$

For comparison we give also the well-known expression of $W_{\pi\to l\nu}$ (l is a charged lepton):

$$W_{\pi\to l\nu} = \frac{1}{2^3\pi} G^2 |f_\pi|^2 m_l^2 m_\pi \left(1 - \frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)^2 . \tag{4}$$

From eqs. (3) and (4) we see that

$$\frac{W_{\pi\to e3\nu}}{W_{\pi\to e\nu}} = 0.2 F^2_{\nu_e\nu_e} m_\pi^4 . \tag{5}$$

Note that because the phase space available for process (1) is small, even a relatively strong $\nu_e - \nu_e$ interaction (let us say $F_{\nu_e\nu_e} \approx 1/m_p^2 = 10^5\ G$) would imply $W_{\pi\to e3\nu} \approx 10^{-4}\ W_{\pi\to e\nu}$, in spite of strong $\pi^+ \to e^+ + \nu_e$ suppression. Clearly, a $\nu_e - \nu_e$ interaction could be detected through process (1) only if $F_{\nu_e\nu_e} > 10^5\ G$.

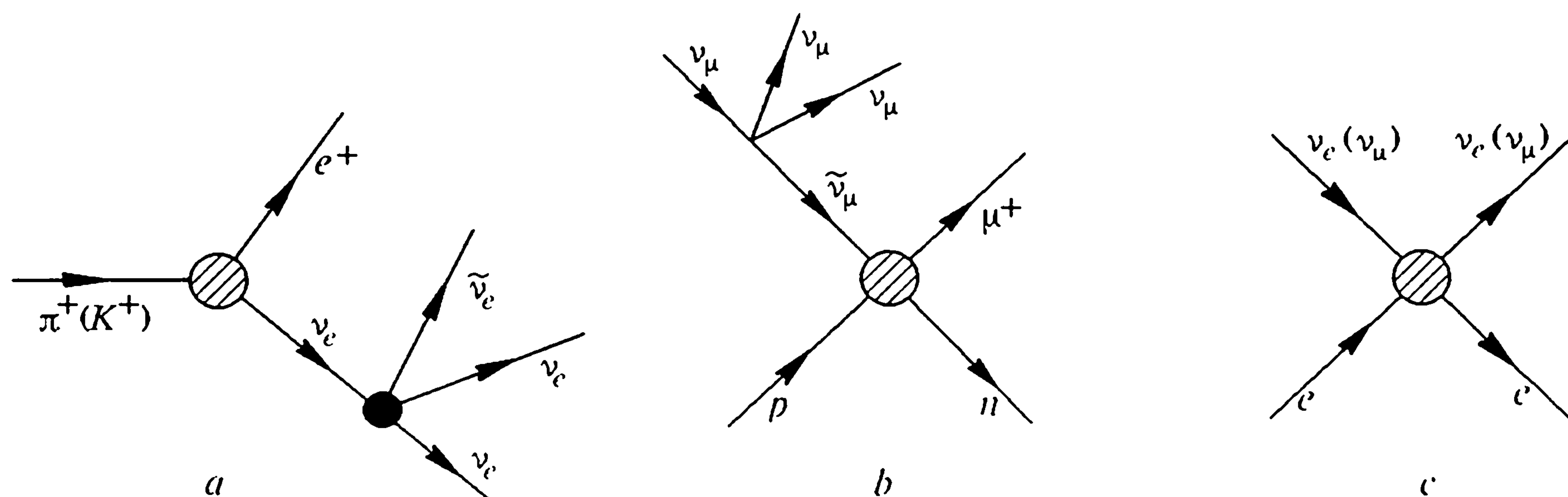


Fig.1

Let us discuss now briefy the possibilities of experimental investigations of process (1). Although in principle the only background arising from decaying pions is due to electrons from the process $\pi^+ \to e^+ + \nu_e + \gamma$, which is also strongly suppressed, actually in any experiment there will be present an electron background from the mu-decay, the total suppression of which is a very difficult task. For this reason it is not possible to take advantage of all the electrons emitted in process (1); in practice, one is forced to use electrons having energies within a region of only about 10 MeV above 53 MeV. As it results from expression (2), the fraction of electrons the energy of which lies in that region is small (about 10%). The analysis of the existing measurements [1] on the pion decay does not exclude a value of $F_{\nu_e\nu_e}$ as high as $10^7\ G$.

Let us consider now the processes

$$K^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_e + \tilde{\nu}_e\,, \tag{6}$$

$$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu\,. \tag{7}$$

The electron spectrum in process (6) is given by the expression (2), in which instead of m_π and $|f_\pi|$ we must substitute m_K and $|f_K| = 0.25 m_\pi$. The muon spectrum in process (7) is given again by (2), in which instead of m_π, f_π, m_e and $F_{\nu_e\nu_e}$ we must substitute correspondingly m_K, f_K, m_μ and $F_{\nu_\mu\nu_\mu}$; $F_{\nu_\mu\nu_\mu}$ is a constant characterizing the (vector) $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction. Because of the larger available phase space, the probability of processes (6) is much greater than that of process (1). From eqs. (3) and (4) we have:

$$\frac{W_{K\to e3\nu}}{W_{K\to e\nu}} \approx 2.5 F_{\nu_e\nu_e}\, m_K^2\,. \tag{8}$$

With the help of expression (2) it may be found also that

$$\frac{W_{K\to \mu3\nu}}{W_{K\to \mu\nu}} \approx 4.4 \cdot 10^{-5} F^2_{\nu_\mu\nu_\mu}\, m_K^4\,.$$

Since the $K^+ \to e^+ + \nu_e + \gamma$ process, just as the $K^+ \to e^+ + \nu_e$ process, is strongly suppressed, the main background in a search for process (6) is given by electrons from the $K^+ \to e^+ + \nu_e + \pi^0$ decay. However, this background can be effectively decreased, especially in the region near the maximum energy of K^+_{e3} electrons, by detecting the π^0's. We made a rough analysis of the K^+_{e2} experiment of Botterill et al. [2] choosing as a «useful» energy region for $K^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ electrons the region above 210 MeV, where the K^+_{e3} background was suppressed. Taking the suppression factor of about 50 and using the known spectrum of electrons in the K_{e3} decay, we estimated the number of such electrons, with the energy above 210 MeV, which should have been detected in the experiment [2]. On the basis of expression (2) we estimated also that the fraction of $K^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ electrons the energy of which lies in the region of 210—240 MeV is about 3%. This permits one to conclude that $F_{\nu_e\nu_e} \lesssim 2 \cdot 10^6\, G$. Obviously there is plenty of room for improvement.

The search for process (7) seems to be less favourable because of the background reaction $K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \gamma$ (in principle, a measurement of the muon polarization might help).

Other decay processes such as decays of the nucleons, the hyperons and the muons are less interesting from the point of view of searching for a relatively strong

$\nu_e - \nu_e$ or $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction. In conclusion let us remark that in the lepton conserving double beta-decay a $\nu_e - \nu_e$ interaction would imply an additional (new type) diagram.

Obviously decays with the emission of two additional neutrinos are strongly suppressed by phase space. Therefore, very high energy neutrino experiments suggest themselves; if there exists a strong $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction, and we stress that the $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction might be quite different from the $\nu_e - \nu_e$ interaction, the processes of the following type will take place:

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p + \nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu , \tag{9}$$

$$\nu_\mu + p \to \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu . \tag{10}$$

Processes similar to reaction (10) are the most interesting ones from the experimental point of view: in high energy events produced in ν_μ beams there will appear muons of «wrong» sign charge. These processes, simulating lepton charge violation, can be revealed especially well when there are no charged pions in the final state. We choose for the calculation of the process (10) cross section a model in which the $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction is mediated by a vector particle of mass m_X (interaction Hamiltonian $\mathcal{H} = i\sqrt{2F_{\nu_\mu\nu_\mu} m_x^2}\, \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha \nu_\mu X_\alpha$). It should be noted that such a model was chosen only as a way of introducing the corresponding $\nu_\mu - \nu_\mu$ form factor. As for the nucleon form factors, we used those which fit experimental elastic neutrino

Table 1. Cross section for the reaction $\nu_\mu + p \to n + \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu$

Neutrino energy in the lab. system (GeV)	$\sigma/(m_p^2 F)^2$ (10^{-40} cm^2)	$\sigma_{loc}/(m_p^2 F)^2$ (10^{-40} cm^2)
0,5	$5.9 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-6}$
1	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
2	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$
3	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$
5	$9.0 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-2}$
10	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
20	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^{-1}$
50	$1.5 \cdot 10^{-1}$	3.8

In the second column the cross section σ is given for the case where the $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction is mediated by a vector particle with the mass $m_X = 1$ GeV (interaction Hamiltonian $\mathcal{H} = i\sqrt{2m_x^2 F}\bar{\nu}\gamma_\alpha \nu X_\alpha$.) In the third column the cross section σ_{loc} is given for a local $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction with the effective constant F.

events [3]. In Table 1 the cross sections for incoming neutrino energies in the interval of 0.5—50 GeV are given in terms of the dimensionless parameter

$(m_p^2 F_{\nu_\mu \nu_\mu})^2$ for $m_X = 1$ GeV. For comparison Table 1 gives also cross sections for local $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction. Our calculation, in which the CERN neutrino spectrum was taken into account, permits to obtain an upper limit of $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$ from CERN data on possible lepton charge nonconservation [4]: $F_{\nu_\mu \nu_\mu} \lesssim 2 \cdot 10^6\, G$. It should be noted, however, that the energy dependence of the cross section and consequently the upper limit of $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$ depends essentially upon the model of $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction (at high energies in our model $\sigma \sim E_{\nu, \text{lab}}$ and in the model of local interaction $\sigma \sim E^2_{\nu, \text{lab}}$).

It may be concluded that in experiments of the type suggested here at high energies it would be possible to observe the manifestation of a $\nu_\mu - \nu_\mu$ interaction of sufficient strength. Experimental difficulties connected with the contamination of $\tilde{\nu}$'s in the ν_μ beam (at present amounting [4] to $\lesssim 10^{-2}$) will decrease when experiments with effectively monoenergetic neutrinos will be feasible.

It is clear that relatively strong $\nu_e - \nu_e$ and $\nu_\mu - \nu_\mu$ interactions imply a modification of the neutrino-lepton scattering amplitude. If a relatively strong $\nu_e - \nu_\mu$ interaction also exists, in principle there might become possible the scattering of ν_μ's by electrons with a cross section larger than the usual [5] cross section for $\nu_\mu - e$ scattering (see Fig.1c).

Other manifestations of the $\nu_e - \nu_\mu$ interaction could be found in processes, simulating muon charge violation, of the type $\nu_\mu + n \to e^- + p + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e$.

Clearly at high energies Table 1 refers also to this process; from CERN data [6] on possible muon charge nonconservation we obtain $F_{\nu_e \nu_\mu} \lesssim 10^6\, G$. This upper limit is lower than the one we can deduce by a consideration of the electron spectrum in mu-decay.

Keeping in mind future experiments apt to reveal a $\nu_e - \nu_\mu$ interaction, we would like to suggest also the reaction $\nu_\mu + p \to e^+ + n + \nu_e + \nu_\mu$ for which we might expect a very small background connected with the contamination of $\tilde{\nu}_e$'s in ν_μ beams.

In conclusion we wish to make the following remarks:

i) a relatively strong interaction between neutrinos would imply cut-off values for purely leptonic processes much smaller than the so-called unitarity cut-off,

ii) the interaction between neutrinos discussed above, if it exists, should have important astrophysical and cosmological consequences,

iii) the ν–ν interaction is the only strong interaction of neutrinos which is not excluded by experiment: strong interactions of neutrinos with hadrons and charged leptons are already excluded by existing data.

We are very grateful to L.B.Okun for encouragement, to V.V.Anisovich for useful discussions and to G.V.Micelmacher for help in calculations.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna April 28, 1970.

REFERENCES

1. *Anderson H.L., Fujii T., Miller R.H., Tau L.* // Phys. Rev., 1960, vol.119, p.2050.
2. *Botterill D.R. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.982.
3. *Perkins D.H.* // Topical Conf. on Weak Interaction, 1969, CERN, 69-7, p.1.
4. *Boren K., Hahn B., Hofer H., Kaspar H., Krienen F., Seiler P.G.* // Neutrino Meeting, 1969, CERN, 69-7, p.1.
5. *Zeldovich L.B., Perelomov A.M.* // ZhETF, 1960, vol.39, p.1115.
   Bernstein J., Lee T.D. // Phys. Rev. Lett., 1963, vol.11, p.512.
6. *Bienlein J.L. et al.* // Phys. Lett., 1964, vol.13, p.80.

ON THE $\bar{\nu}_e + e \to \bar{\nu}_e + e$ PROCESS*

In collaboration with D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky

The scattering of antineutrinos by electrons is considered under different assumptions about the $\nu_e - e$ interaction. The recoil electron spectra are calculated for the practical case where the antineutrino source is an uranium reactor. It is shown that even rough measurements of the electron spectrum would allow one to draw important conclusions about the nature of the interaction.

Recently [1] it was suggested that the «diagonal» terms of the weak interaction Hamiltonian may be of quite a different nature. While nondiagonal weak processes are rather well studied, the information on diagonal terms is mainly related to the nucleon part of the weak interaction Hamiltonian and is based upon experimental investigations of parity nonconserving effects in nuclear transitions [2—5]. Some information on the $(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_e e)$ term of the Hamiltonian has been obtained from experiments on high-energy neutrinos (the upper limit of the effective interaction constant, e.g., [6]), and also from astrophysical data [7].

Two groups are performing [8] or planning [9] experimental investigations of the reaction

$$\tilde{\nu}_e + e \to \tilde{\nu}_e + e \tag{1}$$

making use of a powerful uranium reactor as antineutrino source.

In this note the process (1) is investigated under various assumptions on the $\nu_e - e$ interaction. The following possibilities are considered:

1) The process (1) is due to a four fermion weak interaction.

2) The process (1) is due to «anomalous» electromagnetic properties of neutrinos.

We calculate the recoil electron spectrum in process (1) and show that measurements of such a spectrum for antineutrinos from reactor would allow one to draw important conclusions about the nature of the $\bar{\nu}_e - e$ «diagonal» process.

Let us consider first the process (1) when the interaction Hamiltonian has the general form

$$\mathcal{H} = \sum_{i=S,V,T,A,P} (\bar{e}O^i\nu_e)(\bar{\nu}_e O^i(G_1 + \gamma_5 G_i')e). \tag{2}$$

Here e and ν_e are the operators of the electron and neutrino fields, $O^S = 1$, $O^V_\alpha = \gamma_\alpha$, $O^T_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}$, $O^A_\alpha = \gamma_\alpha\gamma_5$, $O^P = \gamma_5$. Since the Hamiltonian (2) must be hermitian we have

$$G_i^* = G_i\,, \quad G_P' = -G_S'^*\,, \quad G_A' = G_V'^*\,, \quad G_T'^* = -G_T'^*\,. \tag{3}$$

*Phys. Lett., 1970, vol.32B, p.68—70.

For the scattering cross section of fully polarized (right) antineutrinos on electrons we obtain the following expression

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi}\frac{1}{(pq)^2}\{(pq)^2\Big[|F_S|^2 + |F_P|^2 - 8|F_T|^2\Big] +$$
$$+ 2\Big[(pq')^2 + \frac{1}{4}t(t+2m^2)\Big]\Big[|F_V|^2 + |F_A|^2 + 8|F_T|^2\Big] +$$
$$+ 4\Big[(pq')^2 - \frac{1}{4}t(t+2m^2)\Big]\text{Re}\,[F_V F_A^* - (F_S + F_P)F_T^*] +$$
$$+ m^2 t\,\text{Re}\,[F_S F_V^* - F_P F_A^* + 6(F_V - F_A)F_T^*]\}, \tag{4}$$

where

$$F_S = G_S - G_S', \quad F_P = G_P + G_S'^*, \quad F_V = G_V + G_V',$$
$$F_A = G_A + G_V'^*, \quad F_T = G_T - G_T'. \tag{5}$$

In Eq. (4) $t = (q' - q)^2 = (p - p')^2$, $pq' = pq + t/2$, q and p (q' and p') are the four-momenta of the antineutrino and of the electron in the initial (final) state, m is the electron mass*.

Clearly,

$$t = 2mE, \qquad pq = -mE_\nu, \tag{6}$$

where E is the kinetic energy of the electron and E_ν is the energy of the incoming antineutrino, all in the lab. system.

For a given E_ν

$$0 \le E \le 2E_\nu^2/(m + 2E_\nu). \tag{7}$$

The recoil electron spectrum in process (1) when the incoming antineutrinos are not monochromatic is given by the expression

$$\frac{d\bar{\sigma}}{dE} = \int_{E_\nu^{\min}(E)}^{E_\nu^{\max}} \frac{d\sigma}{dE} n(E_\nu)\,dE_\nu \Big/ \int_0^{E_\nu^{\max}} n(E_\nu)\,dE_\nu, \tag{8}$$

where

$$E_\nu^{\min}(E) = \frac{1}{2}E\,(1 + \sqrt{1 + 2m/E}\,), \tag{9}$$

and $n(E_\nu)$ is a function characterizing the spectrum of antineutrinos (in our case fission antineutrinos).

*It may be noted that the $\nu_e - e$ cross section can be obtained from the exp.(4) if in the { } brackets the following replacement $(pq) \rightleftarrows (pq')$ is made.

Let us calculate the spectrum of recoil electrons for the following four-fermion interactions:

1) V–A interaction with a constant G_D which may be different from the ordinary constant G. 2) Vector (axial) interaction. 3) Scalar (pseudoscalar) interaction. If we in eqs. (4) and (5) put $G_V = G_A = G_V' = \sqrt{2}/2\, G_D$ and $G_i = G_i' = 0 (i \neq V, A)$, we obtain for the $\tilde{\nu}_e e$ cross section in the case of V-A interaction the following expression

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{V-A} = \frac{G_D^2}{\pi} \frac{1}{(pq)^2} \left(pq + \frac{1}{2}t\right)^2. \tag{10}$$

For the other types of interaction from (4) one finds:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{V(A)} = \frac{G_{V(A)}^2}{8\pi} \frac{1}{(pq)^2} \left[\left(pq + \frac{1}{2}t\right)^2 + \frac{1}{4} t(t + 2m^2)\right], \tag{11}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{S(P)} = \frac{G_{S(P)}^2}{16\pi}. \tag{12}$$

The computation of $d\bar{\sigma}/dE$ was performed taking the spectrum of fission antineutrinos given in Ref.10. The results are given in the first three columns of Table 1. As is clear from Table 1 the spectrum of recoil electrons for the V–A interaction is considerably different from the spectra of recoil electrons calculated

Table 1. The recoil electron spectrum $d\bar{\sigma}/dE$ in $\bar{\nu}_e$–e scattering with an uranium reactor as $\bar{\nu}_e$ source. The $d\bar{\sigma}/dE$ values are given in units σ_0

Interaction	V–A	$V(A)$	$S(P)$	Electromagnetic radius	Magnetic moment
σ_0 E (MeV)	$\frac{2G_D^2 m}{\pi}$	$\frac{G_{V(A)}^2 m}{4\pi}$	$\frac{G_{S(P)}^2 m}{8\pi}$	$\frac{R^2 m e^4}{\pi}$	$\frac{e^2\mu^2}{4\pi m}\left(\frac{e}{2m}\right)^2$
1.0	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{-1}$	$6.6 \cdot 10^{-1}$	$7.8 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-1}$
1.5	$9.8\ \ 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$4.7 \cdot 10^{-1}$	$5.1 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$
2.0	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$3.3 \cdot 10^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{-2}$
3.0	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$
4.2	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$7.7 \cdot 10^{-4}$
5.5	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-5}$
6.7	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4\ \ 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$

for the other interactions. The function $(d\bar{\sigma}/dE)_{V-A}$ falls with increasing energy considerably faster than $(d\bar{\sigma}/dE)_{V(A)}$ and $(d\bar{\sigma}/dE)_{S(P)}$. This is due to the fact that for the V–A interaction the back scattering of antineutrinos is forbidden in the limit

$m \rightarrow 0$. Since the cross section $(d\bar{\sigma}/dE)_{S(P)}$ does not depend upon the electron energy, it behaves as a function of E like the integral

$$\int_{E_\nu^{\min}(E)}^{E_\nu^{\max}} n(E_\nu)dE_\nu.$$

As is seen from Table 1 the recoil electron spectra for $V(A)$ and $S(P)$ interactions have a similar behaviour.

Our calculations allow one to conclude that even relatively rough measurements of the recoil electron spectrum in process (1) with fission antineutrinos would permit to distinguish between the V–A interaction and the other ones.

We consider now process (1) under the assumption that $\tilde{\nu}_e - e$ scattering is due to electromagnetic interaction. Let us discuss the following assumptions: 1. The process (1) is due to the antineutrino electromagnetic radius*. 2. The process (1) is due to the neutrino magnetic moment*. The $\bar{\nu}_e - e$ scattering cross section in these two cases has the form:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_R = \frac{R^2}{2\pi}\frac{e^4}{(pq)^2}\left[(pq)^2 + \left(pq + \frac{1}{2}t\right)^2 - \frac{1}{2}tm^2\right], \tag{13}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\mu = \frac{1}{8\pi}e^2\mu^2\left(\frac{e}{2m}\right)^2\frac{1}{(pq)^2 t}[2(pq)^2 + pqt], \tag{14}$$

respectively. Here μ is the antineutrino magnetic moment expressed in Bohr magnetons $e/2m$ and $R^2 = \frac{1}{6}\langle r^2\rangle$, where $\langle r^2\rangle$ is the antineutrino mean squared radius and $e^2 = 4\pi\alpha$.

The calculated recoil electron spectra for the cases when the $\bar{\nu}_e - e$ scattering is due to the electromagnetic radius or to the magnetic moment of antineutrinos, are given in the fourth and fifth columns of Table 1. As is seen when the $\bar{\nu}_e - e$ scattering is due to the magnetic moment, the electron recoil spectrum is essentially softer than in the case when the scattering is due to the electromagnetic radius.

In connection with a possible difference of the $\tilde{\nu} - e$ scattering cross section from that predicted by the universal «current-current» theory we conclude with the following remark. If the $(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_e e)$ interaction is not such as predicted by the current-current theory then this may suggest a violation of the symmetry which is contained

*The electromagnetic $\nu_e - e$ scattering amplitude due to the virtual weak interaction is small compared with the scattering amplitude due to the direct weak interaction [11,12]. Here we consider the case when a neutrino possesses an «anomalously large» radius or a magnetic moment. As is well known, the magnetic moment of the two-component neutrino is zero [13,14]. Supposing that the neutrino may have a finite magnetic moment we thereby assume that the neutrino mass may be different from zero.

in the current-current Hamiltonian. If this is indeed so, then the $(\bar{\mu}\nu_\mu)(\bar{\nu}_\mu\mu)$ interaction may differ from the $(\bar{e}\nu_e)$ interaction.

The experimental investigation of muon pair production events in the collisions of high energy ν_μ with nuclei together with the investigation of $\bar{\nu}_e e$-scattering might give a clue on this fundamental point.

We express our deep gratitude to L.B.Okun, G.T.Zatsepin, L.A.Mikaelian and A.E.Chudakov for useful discussions as well as to S.I.Bilenkaya and V.S.Kiselev for the help in the computations. We are very grateful to F.Reines who kindly kept us informed on the status of the experimental investigations on $\bar{\nu}_e - e$ scattering which are being conducted by his group.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna April 13, 1970.

REFERENCES

1. *Gell-Mann M., Goldberger M., Kroll N., Low F.* // Phys. Rev., 1969, vol.179, p.1518.
2. *Lobashov V.M., Nazarenko V.A., Saenko P.F., Smotritskii P.M., Charkevich G.I.* // ZhETF Pis. Red., 1966, vol.3, p.268; 1967, vol.5, p.73.
3. *Abov Yu.G., Kruptchitsky P.A., Bulgakov M.I., Yermakov O.N., Karpiklin I.L.* // Phys. Lett., 1968, vol.27B, p.17.
4. *Boehm F., Kankeleit E.* // Nucl. Phys., 1968, vol.A109, p.457.
5. *Maiming E., Stecher-Rasmussen F., Ratymski W., Kopecky J.* // Phys. Lett., 1967, vol.25B, p.200.
6. *Perkins D.H.* // Topical Conf. on Weak Interactions, CERN, Geneva, 1969.
7. *Ruderman M.A.* // Topical Conf. on Weak Interactions, CERN, Geneva, 1969; *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1959, vol.36, p.1615.
8. *Reines F., Gurr H., Jenkins T., Munsee J.* // Proc. Int. Seminar on Neutrino Physics and Astrophysics, Moscow, 1968, p.216.
9. *Mikaelian L., Spivak P., Tsinoev T.* // Proc. of the XII Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964, vol.2, p.29.
10. *Avignone F.T., Blakenship S.M., Darden C.W.* // Phys. Rev., 1968, vol.170, p.931.
11. *Zeldovich Ya.B., Perelomov A.M.* // ZhETF, 1960, vol.39, p.1115.
12. *Bernstein J., Lee T.D.* // Phys. Rev. Lett., 1963, vol.11, p.512.
13. *Landau L.D.* // ZhETF, 1957, vol.32, p.407.
14. *Salam A.* // Nuovo Cim., 1957, vol.5, p.299.

SEARCH FOR NEW STABLE PARTICLES*

1. Introduction

Everybody knows the extraordinary contribution which Edoardo Amaldi has given to the development of modern physics, from *X* ray to molecular physics, from his classical neutron investigations to problems of nuclear techniques, etc., not to speak of his great merits in forming young scientists and, last but not least, in organizing modern physics in Italy (and not only in Italy!).

As a rule the research work of Amaldi is fundamental and quantitative in character, a fact which is evident also in all his first class numerous books and review articles, and yet he occasionally likes to perform brave, qualitative experiments whose significance is going together with a very small *a priori* probability of finding a positive result (for example, the search for magnetic monopoles, or several unpublished old time experiments «a porte chiuse» performed in Rome). For this reason I would like to dedicate the present paper to my friend Edoardo, with whom my first steps in science are closely connected, in the hope that he will not form a too severe judgement of this extremely naive piece of fantasy.

In modern accelerators, to the development of which Amaldi is devoting much of his time, the available collision energy is steadily increasing, so that the question naturally arises among physicists as to whether there might not exist unknown and entirely unpredictable «stable particles» which are produced in such accelerators.

Here stable particles are defined as objects with a mean life $\geq 10^{-8}$ sec; as it will be explained below, the figure 10^{-8} sec is arbitrary and corresponds simply to the shortest available pulse of accelerated protons in modern machines.

There has already been performed a number of experiments in order to search for new stable particles [1]. All the relevant investigations and proposals made up till now are characterized by the following circumstances:

a) the search is made for electrically charged particles,

b) for the identification of such particles a beam well resolved in momentum is analyzed and various quantities (momentum, ionization, time of flight, etc.) are measured without the decay properties of the new particles being investigated.

Below, a method is proposed for the search of both neutral and charged «stable» particles. The advantage of a method which may be operative for neutral as well as for charged particles is immediately evident if one keeps in mind that among the known particles the number of neutral objects is about equal to the number of charged ones.

In order to discover the new particles it is proposed to study their radioactivity properties with the help of a special method.

*Evolution of Particle Physics. N.Y.; London: Academic Press., 1970, p.210—217.

2. The Idea of the Experiment

There are reasons to assume as a working hypothesis that new particles with mean lives $\geq 10^{-8}$ sec might exist, that is that the transformation of such particles into lighter particles is strongly forbidden in some way. As an illustration we could think, for example, that the decay of the new particle is due to the second order weak interaction in G, the Fermi constant being $G = 10^{-5}/M_p^2$. Then the probability of decay will be $1/\tau \approx G^4E^9$, where E is a certain energy characteristic of the process. If, for example, the Ξ-hyperon had a mass $\leq$ 1,115 MeV, instead of 1,315 MeV, its mean life could be longer than hours! Besides, the existence of a hyperon with strangeness -2 and mass $\leq$ 1,115 MeV might lead to the appearance of long living quasi-nuclei (a sort of hypernuclei) with special properties and, in particular, to a new form of radioactivity of matter, in which the decay energy is not measured in million electronvolts but is of the order of 100 MeV. However, I wish to stress again that this example is only an illustration and the possibility that the metastability of the new particles, if they really exist, is to be found outside the boundaries of the known physics seems to me much more plausible. Such metastability might be related to the existence of yet unknown quantum numbers, or to something else, for example, to an unusual combination of known quantum numbers [2].

Generally speaking, the body of information accumulated in the region of atomic and nuclear physics tells us that metastability is a property appearing in the most various phenomena, from phosphorescence to nuclear isomery, from the existence of strange particles to the decay $K^+ \to \pi^+ + \pi^0$, etc.

I am just proposing to use electronic methods for the search of a new type of high energy radioactivity, related to the existence of particles which, due to a forbidity of unknown nature, decay with a very long mean life ($\geq 10^{-8}$ sec). Below, the assumption will be made that these new particles are strongly scattered by nucleons. As to the production mechanism of such particles, there will not be made any hypothesis.

3. How to Detect the New Particles?

I shall illustrate here the case when the new particles are electrically neutral. Then the discovery of the neutron and of its properties tells us how it is possible, in principle, to detect new neutral particles. As is well known, neutrons may be detected in many ways:

1) There are detected nuclear recoils in elastic collisions of fast neutrons with nuclei (especially protons). Such a method is not adequate for the discovery of new particles, because their flux is expected to be very small, so that the number of nuclear recoils due to the new particles is negligible in comparison with the number of recoils produced by neutrons.

2) Nuclear reactions produced by fast neutron bombardment with the emission, for example, of protons, alpha-particles, etc., are looked for. Such a method is also inadequate for detecting new particles, because their flux is very small.

3) There are observed nuclear reactions (n, γ), (n, p), (n, α), fission, etc., produced by neutrons after they have been slowed down. The possibility of slowing down new particles is not to be excluded, but since such particles are expected to be generated with an energy of several 10^{10} eV, the slowing down process requires very large dimensions of moderator (a fact which greatly complicates the detection of the new particles, whose intensity is very small at best). Under certain circumstances, however, (see below) slowing down of new particles could be used.

4) There are observed radioactive properties of the neutron (generally speaking, of the nucleon). Today the observation of the free neutron decay is not a difficult problem; however, it is necessary to have a very intense neutron beam to observe the decay of free neutrons. The detection of the decay of the new particles in their free state is a very unpractical proposition, especially if their mean life exceeds 10^{-7} sec. But the detection of neutrons turns out to be quite effective if the decay of bound neutrons (that is if the beta radioactivity induced by neutron bombardment) is looked for. The analogy for new particles would be the search for a special type of radioactivity of pseudonuclei, that is of quasi-nuclei within which the new particle is found together with ordinary nucleons. (I do not call these quasi-nuclei «hypernuclei», because by definition hypernuclei are Λ quasi-nuclei: hypernuclei cannot have a mean life much longer than 10^{-10} sec.)

It is natural to expect that the new particle (probably produced together with other particles) in high energy collisions of protons or γ quanta with nuclei, as a rule will leave the original nucleus and then will be «stopped», either suddenly (after a few collisions) or gradually after slowing down by many collisions. For such «stopping» of the new particles a large amount of condensed matter is required; I will not discuss here the corresponding experiments and I shall note that only radiochemistry, which permits the separation of «pure» source of quasi-nuclei from a large amount of irradiated material may give positive results (if the lifetime is long enough).

Below, however, I shall consider the relatively rare but experimentally favourable possibility that in a proton or photon collision with a nucleus a new particle is produced, which is trapped «at the place of birth» (that is, which is found eventually inside the nucleus product of spallation); in such a circumstance, a radioactive quasi-nucleus, analogous to a hypernucleus, will be produced. Of course this requires that the new particle is being strongly scattered (and attracted) by nucleons. Thus the experiment, which will be discussed below, consists in the search for a new type of «radioactivity» (with mean life $\geq 10^{-8}$ sec) in a target, irradiated in a very high energy accelerator, the radioactivity being notable for the high energy of its decay products (hundreds of million electronvolts instead of million electronvolts as in the ordinary radioactivity).

Immediately there arises the question: What limits on the production cross-section of such particles can be obtained from experiments already performed? If the mean life of the new particles is less than a few days, there are no limits for the cross-section, because to the best of my knowledge no relevant experiments have been performed. Some limits on production cross sections, for mean lives greater than, say a few days, can be obtained from the underground experiments of Reines et al. [3] on the degree of accuracy with which the baryon conservation law is known. In these

experiments it was found that the carbon nucleus has a mean life longer than 10^{27} yr. (for high energy decays). If we take into account that the carbon compound, of which the detector was made, had been irradiated at the earth surface by a cosmic ray nucleon flux of 10^{-4} to 10^{-5} $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$, the upper limit for the production cross section by nucleons of a radioactive quasi-nucleus turns out to be quite large — 10^{-30} cm^2/nucleus.

3.1. Possibilities of the Method Proposed. Let us discuss now what possibilities are given by the method just proposed. An estimate will be made for the case of the Serpukhov accelerator, although it is clear that such experiments could be performed on an accelerator of the CERN, Brookhaven, or SLAC types. Let us consider for example a mean life of the new type of radioactivity of the order of days; in such a case the radioactivity can be investigated far away from the accelerator, in conditions of low cosmic ray background. In spite of the fact that radiochemical separations will not be considered here, still a detection efficiency of about 0.2 or more can be achieved. With an average intensity of 10^{12} protons/sec, at saturation it is possible to detect the production of radioactive quasi-nuclei with a cross-section of the order of 10^{-40} cm^2/nucleus, which corresponds to about one decay event per day. If the production cross section of quasi-nuclei by protons colliding with nuclei is known, one may then obtain the cross section for the production of new particles in nucleon-nucleon collisions after the introduction of a small coefficient. It is just the requirement that the new particle is found inside the spallation product which leads to the necessity of introducing this small coefficient, the value of which, of course, cannot be estimated *a priori*. However, if we fantasticate on the analogy between the process considered here and the well-known process of hypernucleus production, we may give a rough estimate, starting from the corresponding experimental data on hypernuclei. It is known that the probabilities of hypernucleus production in photoplates by K mesons of energy 3, 5 and 10 GeV are $(3 \pm 0.1)\%$ [4], $(2.2 \pm 0.1)\%$ and $(1.2 \pm 0.1)\%$ [5] of the total nuclear collision probability, respectively. Unfortunately at present there are no available data for higher energy kaons, but from the quoted information, and also from the fact [6] that for 25 GeV protons the fraction of nuclear interactions in emulsions which results in hypernucleus formation is 0.5%, we may guess a value of 0.005 for the indicated small coefficient.

Thus the proposed method is capable of revealing cross sections for the formation of new particles in nucleon-nucleon collisions which are ten orders of magnitude smaller than the total nucleon-nucleon cross section (of course, if the assumptions made are true).

3.2. Remarks on the Proposed Method. If possible, the irradiation of the target should require a time comparable with the mean life of the activity which is looked for. For short mean lives one should use the extracted particle beam (at Serpukhov such a beam will consist of 30 proton pulses, the length of each pulse lasting $1.5 \cdot 10^{-8}$ sec); this permits us also to take the measurements in the immediate proximity of the target. By means of the classical delayed coincidence method (when the radioactivity is looked for in the time interval between accelerated proton pulses)

one may search for mean lives of the order of 10^{-8} sec with effective beam intensities of a few percent of the full beam intensity and of the order of 10^{-6} sec or more at full beam intensity. When investigating mean lives from 10^{-8} sec to a few microseconds one must pay attention to the pion and muon background.

By the way, when searching for the new type of radioactivity with a mean life in the microsecond region, the most adequate beam time structure is to be found in electron linear accelerators (SLAC and Kharkow), where the beam time length is of the order of microseconds with a repetition rate of 100 Hz.

An extracted proton beam is convenient also when looking for mean lives less than a few hours, although in such a case the internal target may be used.

The shortest mean life which can be looked for in the internal target of the Serpukhov accelerator is of the order of milliseconds (as such is the time required to put the target into the beam). If the internal target is used, it is highly desirable to take measurements in one of the straight sections, because this allows a larger solid angle to be seen by the detector at the target.

In the search for activities with mean lives greater than a few hours, the internal target can be removed and investigated in conditions of very low cosmic ray background and a high solid angle detector. One can consider the possibility of using a liquid internal target, which can be easily removed from the vacuum chamber.

In the search for «radioactivities» with long mean lives there are two difficulties which are present also, to a less degree, in the search for shorter mean lives.

1) The main source of background is due to cosmic ray muons, the integrated flux of which at the earth surface is about 0.01 $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$, and also to nuclear «stars» produced by cosmic ray neutrons. It is evident that investigating the target «radioactivity» underground has great advantages in the search for long mean lives. In the most deep existing underground laboratories the cosmic muon intensity decreases by a factor of 10^8. In such conditions there is no background even in the absence of an anticoincidence system. Such system, which can easily decrease the muon background by a factor of 1,000, should be used if the measurements are made near the earth surface.

2) The irradiated target is strongly active due to the presence of spallation products. This has the effect that no full advantage for decreasing the cosmic ray muon background can be made of the fact that a target of very small dimensions (say < 1 cm^2) can be used; as a matter of fact, there will be many accidental coincidences between the counters through which pass cosmic muons and the small area counter, placed in the immediate proximity of the small target. It may be necessary to place a filter between the target and the detector to decrease strongly the beta radioactivity.

One of the detector elements must be an energy spectrometer, let us say a NaI crystal (or a lead glass spectrometer, etc., if high energy gamma's are looked for).

If the measurements are made at the earth surface it may turn out to be necessary to use some kind of track chamber to reject the events in which the particles are not coming out of the (small) target.

Here I would like to mention another possible registration arrangement. When a heavy ($Z \gg 80$) quasi-nucleus decays, the decay products may induce with reasonable probability the fission of the nucleus. Consequently there raises the probability of searching for a «radioactivity» with emission of fission fragments in a thin heavy

target (made of an element not undergoing spontaneous fission, let us say Th) irradiated by high-energy particles. The interest in this arrangement is due to the possibility of detecting (even at the earth surface) very rare fission events of a substance having an extremely high beta activity.

One might also consider the search, deep underground, for a delayed emission of a few neutrons from a heavy material irradiated by high-energy particles, because it is well known that a heavy nucleus excited at a few hundred million electronvolts emits many evaporation neutrons.

4. Conclusion

The well-known methods of observing neutral particles (decay in flight, missing mass spectrometer) are adequate only if the mean life is short enough or if the corresponding production cross section is relatively large.

It is evident that the present proposal (a search for a «radioactivity» of a special type) is quite naive, a fact which I fully recognize. However the proposal is relatively simple and, independent of the ideas expressed in this paper, the suggested experiment has a definite phenomenological interest.

It is a pleasure for me to thank R. Vassilkov, L. Landsberg, L. Okun, M. Markov, L. Nemionov, A. Chudakov for support and discussions.

Note added in proof. After this paper was written, Dr. Giacomelli has kindly informed me about an interesting investigation [7], which is relevant to the question discussed above from an experimental point of view, although it originated from a completely different «phylosophy». A search was made for magnetic monopoles, which might have been produced in collisions of high-energy protons with nuclei. In order to detect the products of a possible monopole-antimonopole annihilation, the authors looked for a high energy radiation from a target irradiated by 27.5 GeV protons. No effect was found, the detector being sensible to electrons and photons in the time interval from 0.1 sec to 1 day after the «production of the monopole-antimonopole pair» in targets of Al, polyethilene, and Cu. According to this investigation the upper limit for the production cross-section in light elements of a radioactive quasi-nucleus of the type discussed in this paper turns out to be several orders of magnitude smaller than that from Ref.3.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

REFERENCES

1. See, for example, *Antipov V.Yu. et al.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.245.
2. See, for example, *Okun L.* // ZhETF, 1964, vol.47, p.1777.
3. *Gurr H., Kropp W., Reines F., Meyer B.* // Phys. Rev.,1967, vol.158, p.1321.
4. *Lemonne J. et al.* // Nuovo Cim., 1966, vol.41, p.235.
5. *Coremans G. et al.* // Nuovo Cim., 1969, vol.61, p.525.
6. *Zakrzewski J.* // Proc. Int. Conf. Hyperfragments, Geneva, 1964.
7. *Fidecaro M., Finocchiaro G., Giacomelli G.* // Nuovo Cim., 1961, vol.22, p.657; *Amaldi E.* On the Dirac Magnetic Poles, Old and New Problems in Elementary Particles /Ed. G.Puppi, N.Y.: Academic Press, 1968.

1972

ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF HADRON ISOMERS*

The idea is expressed that hadron isomers might exist. These would be hadrons with low excitations, high spin values, decaying with long mean lives (because of the centrifugal barrier). The possibility of detecting these particles is discussed. It is shown that the existence of hadron isomers would not contradict any known experimental facts.

In this note we are concerned with the angular momenta of finite dimension micro objects excitable to many energy levels, such as molecules, atoms, atomic nuclei and the so-called elementary hadrons. In spite of the difference in their dimensions, there is some analogy in these objects. The angular momentum is the product of a momentum P times the radius R. Now, because of the uncertainty relation, $P \sim R^{-1}$, and as far as angular momenta are concerned, we are faced with a sort of similarity between quantum objects widely differing in their dimensions and in the separations of their energy levels. This similarity suggests that we may inquire into what happens in the case of objects of known structure, such as the atomic nuclei, to get a hint of what might happen in the case of objects of unknown structure, namely, the elementary hadrons.

The assumption that hadrons consist of partons may help to understand the analogy, but is not relevant at present; the main point is that hadrons have probably a very complex structure, and that in spite of this their energy levels are well separated (resonances).

As is well known, in nuclear physics metastable nuclear levels are often observed, i.e., there exist certain states with lifetimes much larger than the lifetimes of «ordinary» states of comparable excitations. In general, this metastability is connected with the large angular momenta of states having relatively low excitations (nuclear isomerism). At the present time a large number of nuclear isomers is known, the maximum excitation energy of which reaches a few MeV. The measured lifetimes of stable nuclear excited states are in the interval of 10^{-17}—10^{11} sec. Nuclear isomers are known which have total angular momenta greater than $J = 15$.

Why not consider very large spin values also in the case of hadrons? Then the question arises as to whether a metastability connected with large values of J is possible also in hadron physics. In other words, do hadron isomers exist? Here hadron isomers are defined as large spin states having relatively low excitation and decaying, say, by emission of pions (or protons if the excitation is very low) with lifetimes very long (because of the centrifugal barrier).

---

*Phys. Lett., 1972, vol. 39B, p.346—348.

It turns out that it is difficult to exclude such a possibility on the basis of our knowledge of hadron physics. Two considerations are sufficient here. 1) The fact that at present no example was observed of hadron isomerism (connected with large J values) does not provide arguments against its existence. Probably, hadron isomers could not have been observed in experiments already performed, as it will be seen later, and only special investigations designed for the purpose can reveal them. 2) Naturally, the levels of quantum objects having large angular momenta, generally speaking, have high excitations. However, exceptions are possible. The appearance of isomerism just requires, as a rule, that sometimes there takes place a level «inversion», i.e., that some states of very high angular momentum have relative low excitations. It is well known that in the case of atomic nuclei such «inversion» is a quite frequent event: it is connected with the nuclear structure (orbits, magic numbers, form). It seems that in the case of hadrons nothing definite can be said from a theoretical point of view. There are very few empirical data on hadron resonances and it is impossible to make on their basis such a statistical analysis which would exclude the possibility of level «inversion». If such data do allow any conclusion to be drawn at all, they would rather suggest that «inversion» sometimes may take place: for example, there are known four boson pairs η and η', ω and ϕ, η_{0+} (700) and η_{0+} (1070), f (1260) and f' (1514), the two components of each pair having, as far as we know, identical quantum numbers, while the masses of the components in each pair differ by a few hundred MeV. In the case of baryons it looks as if the «inversion» were directly seen for N (1688) $J^P = 5/2^+$ and N (1780) $J^P = 1/2^+$, N' (1670) $J^P = 5/2^-$ and N'' (1700) $J^P = 1/2^-$, Δ (1236) $J^P = 3/2^+$ and Δ (1910) $J^P = 1/2^+$, Λ' (1520) $J^P = 3/2^-$ and Λ' (1670) $J^P = 1/2^-$. Of course, there may be a number of reasons explaining these data, for example, the existence of an additional quantum number (reminding of an atomic principal quantum number n); but in any case there are no data which would «a priori» indicate that the level inversion is impossible.

In connection with a possible experimental search for hadron isomers it is of interest to discuss their expected properties. As an example let us consider the two-particle decay of hadron isomers into particles of momentum K (the possibility that two-particle decays might often be less probable than many-particle decays is of no relevance here). If $KR \lesssim 1$, i.e., if the excitation is sufficiently low (say < 1 GeV) and if the isomer angular moment is sufficiently large, the lifetime τ_i of the isomer can reach values several orders of magnitude larger than the lifetimes τ of ordinary resonances (say, $\tau_i \gg \tau \lesssim 10^{-21}$ sec).

Because of the very small width of hadron isomers, it is impossible to discover them by investigating elastic collisions of two particles in analogy with what is being done, for example, in the investigations of the baryons N and Δ. The hadron isomers must be searched for by investigating their decay properties.

Naturally, the cross section for the inclusive processes in which an hadron isomer is generated, (i.e., the cross section for the production of the isomer together with any other hadrons) is extremely small at low energies and can become observable only at

such high energies, that the contribution of waves with large orbital moments becomes considerable. Even at sufficiently high energies the cross section for the production of hadron isomers is expected to be considerably smaller than the cross section for the production of «narrow» hadrons (such as kaons and hyperons) with small spin values.

Thus, it is understandable why, even if hadron isomers were existing, no one would have noticed them until now: the decay length of the hadron isomers produced at existing accelerators is too short to be observed in a bubble chamber and the observation of hadron isomers, from an experimental point of view, is then equivalent to the discovery of ordinary resonances with small production cross sections σ (it is very difficult to find a new resonance if $\sigma \lesssim 10^{-30}$ cm^2).

When the accelerator energy increases (Serpukhov, Batavia), the problem of observing hadron isomers stops being academical not only because of the contribution of high orbital waves but mainly because the decay length can be observed. With Lorentz factors of about 50 for hadron isomers, one could detect $\tau_i \geq 10^{-12}$ sec in a bubble chamber and $\tau_i \gtrsim 10^{-15}$ sec in photoemulsions. Thus, in searching for hadron isomers by means of track detectors one should pay attention to «cascade decays» (or connected «stars»). These stars might have a very special appearance. For example, if the isomer happens to be a hyperon its «signature» might consist of three or more connected events (the isomer production, its decay with production of a hyperon, the hyperon decay).

Returning to the question as to whether hadron isomers could have been observed before, it may be stated that if charged hadron isomers with masses $\lesssim 2.2$ GeV and lifetimes $> 10^{-9}$ sec existed, they would have been observed in the experiments already performed at Serpukhov [2] provided the cross section for their production by 70 GeV protons were larger than 10^{-31} cm^2.

Not long ago experiments were proposed and initiated [3], in which a search is made for long-lived particles. In such experiments a new type of «radioactivity» of the pseudo-nuclei, in which the particle might be detained, is looked for. At the time the metastability searched for was not assumed to be connected with large J values. In view of the ideas expressed above, it is natural to put the question: what will be the fate of an hadron isomer captured inside a nucleus? Probably an isomer captured inside a nucleus will decay by «internal conversion», a process similar to the decay of hypernuclei without pion emission. In such a process the energy transfer from the isomer directly to the nucleons predominates, and the mean life of the captured isomer is greatly shortened with respect to the mean life of the free isomer. This problem was discussed more than 15 years ago by Kobzarev and Okun [4] when the nature of the Λ particle metastability was not clear.

After the idea about the hadron isomerism had been already formulated, I was informed about a possible recent cosmic ray observation [5] of a particle having a mass of about 2 GeV and a mean life of about 10^{-14} sec. Because the mass is so large, it seems unlikely that such a particle would be the first example of hadron isomerism

in the sense of the word used in the present note (unless one would consider values $R << 1/m_\pi$).

The question about the existence of hadron isomerism is quite fundamental, as the observation of such objects would prove the extreme complexity of hadrons. Consequently a search for hadron isomerism at accelerator laboratories and in cosmic ray investigations seems to be of great interest.

In conclusion it is a pleasure for me to thank J.Bjorken and K.Tolstov who have informated me about the Japanese investigations and D.Bardin, S.Bilenky, S.Gershtein, V.Grishin, V.Gribov, L.Okun, S.Polikanov, V.Soloviev, D.Shirkov for discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

February 4, 1972

REFERENCES

1. Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys., April, 1971.
2. *Bushnin Yu. et al.* // Yad. Fis., 1969, vol.10, p.585.
3. *Pontecorvo B.* // Yad. Fis., 1970, vol.11, p.846;
   Demianov A. et al. // Yad. Fis., 1971, vol.13, p.786.
4. *Kobzarev Yu., Okun L.* // Sov. Phys. — JETP, 1956, vol.30, p.798.
5. *Niu K., Mikumo E.* // Preprint, 1971.

1974

НАРУШЕНИЕ *CP*-ИНВАРИАНТНОСТИ И СТРАННОСТЬ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ*

1. Введение

В теории горячей Вселенной имеются две альтернативных точки зрения по вопросу о существовании антивещества в макроскопических масштабах:

1) антивещества нет в таких масштабах. На «ранних» стадиях развития Вселенной число барионов превышало число антибарионов. Этот избыток и наблюдается сегодня. Большинство космологов принимают эту точку зрения;

2) антивещество где-то существует в настоящее время. На ранних стадиях развития Вселенной (как и сейчас) полное число барионов было строго равно числу антибарионов (барионный заряд $B = 0$). В этом случае должен был бы иметь место механизм отделения вещества от антивещества, столь эффективный, чтобы предотвратить аннигиляцию (почти полную) барионов и антибарионов (см., например, [1]). При отсутствии же механизма такого рода «аннигиляционная катастрофа» привела бы к сегодняшнему значению

$$\alpha = \frac{\text{число фотонов реликтового излучения на см}^3}{\text{число нуклонов на см}^3},$$

на много порядков превышающему наблюдаемое значение

$$\alpha_{\text{набл}} \approx 10^8\text{—}10^{10}. \qquad (1)$$

Иными словами, механизм, о котором идет речь, должен обеспечить высокую долю (10^{-8}—10^{-10}) барионов и антибарионов, избегнувших аннигиляции.

Недавно Омнес предложил механизм пространственного отделения нуклонов от антинуклонов, основанный на существовании фазового перехода в тепловом излучении при температуре несколько сотен МэВ (одна фаза сильно обогащена нуклонами, другая — антинуклонами). Автору не ясно, насколько окончательны выводы очень интересной работы Омнеса [2], в которой существенными являются силы отталкивания нуклонов и антинуклонов при энергии столкновения несколько сотен МэВ. Поэтому эта работа далее не будет рассматриваться, несмотря на ее актуальность.

*Известия вузов, сер. физ., 1974, № 12, с.18—23.

Настоящая заметка написана с точки зрения альтернативы 2): Вселенная симметрична относительно барионного заряда, что подразумевает существование где-то антивещества в макроскопических масштабах.

Цель заметки — обратить внимание на своеобразную асимметрию горячего «нейтрального» вещества, т.е. излучения черного тела при очень высокой температуре, вызванную нарушением *CP*-инвариантности (имеется в виду горячая Вселенная). Как будет показано ниже, *CP*-неинвариантность* приводит к появлению отличного от нуля значения странности даже в системе с одинаковым числом барионов и антибарионов** при очень высокой температуре. Одним интересным следствием этого является появление некоторой барион-антибарионной асимметрии вещества во Вселенной (по крайней мере, на некоторой стадии ее развития) даже при условии, когда строго сохраняется барионный заряд и когда число барионов равняется числу антибарионов. Пока не ясно, существенно или нет воздействие такой асимметрии на эволюцию горячей Вселенной, но хотелось бы здесь отметить хотя бы некоторую тенденцию.

2. Странность во Вселенной

В следующих параграфах мы останавливаемся на вопросе о возникновении странности в результате нарушения *CP*-инвариантности; в этом же параграфе заметим только тенденцию эффекта существования во Вселенной некоторой «начальной» странности, при этом под словом «начальной» странности понимается ее динамически равновесное значение до того, когда барионы и антибарионы безвозвратно аннигилируют. Существование начальной странности в адиабатически расширяющейся Вселенной с нулевым барионным зарядом приводит к тому, что плотность антигиперонов должна превышать плотность гиперонов, а плотность нуклонов на точно ту же величину должна превышать плотность антинуклонов (так что барионное число точно равно нулю). Для простоты обсудим модель, где «черное излучение» состоит из фотонов, лептонов и антилептонов, пионов и каонов всех знаков, нуклонов N и антинуклонов $\bar{N}$, гиперонов Y и антигиперонов $\bar{Y}$.

Когда температура понижается до такой степени, что аннигиляция барионов и антибарионов уже не компенсируется их рождением в столкновениях мезонов,

---

*Влияние *CP*-неинвариантности на эволюцию горячей Вселенной было рассмотрено ранее А.Д.Сахаровым [3] и В.А.Кузьминым [4], но в их теориях предполагалось несохранение барионного заряда.

**Конечно, барионная асимметрия ($B \neq 0$) таких астрономических объектов, как Солнце, Земля ..., приводит к тому, что у этих объектов появляется и макроскопическая странность $S = -BG^2M^4$, где B — число барионов, $G = 10^{-5}/M_p^2$ — константа Ферми, M — некоторая типичная адронная масса, скажем, $M \sim M_p$. Но эта странность нестранного объекта тривиальная, если $B \neq 0$ и, поскольку нет дальнодействующего поля странности, не имеет значительных последствий. Она обусловлена несохраняющим странность слабым взаимодействием, благодаря которому нуклон виртуально переходит в состояние, скажем, гиперон+пион. Таким обазом, макроскопическая система, у которой $B \neq 0$, обладает странностью ($S \neq 0$). Как показано ниже, обратное утверждение неверно, и макроскопическая система, у которой $S \neq 0$, вполне может иметь нулевой барионный заряд.

барионы и антибарионы быстро аннигилируют. Аннигиляция может происходить, во-первых, в N–$\bar{N}$-столкновениях, во-вторых, в Y–$\bar{Y}$-столкновениях и, в-третьих, в перекрестных N–$\bar{Y}$- и Y–$\bar{N}$-столкновениях. Если бы имели место только соударения типа 1 и 2, а не соударения типа 3 (а мы увидим ниже, что в конечном счете аннигиляция происходит с исчезновением «симметричных» пар $N\bar{N}$ и $Y\bar{Y}$), то по «окончании» практически всех процессов аннигиляции вещество окажется нуклонным и антивещество — антигиперонным (для понимания тенденции здесь странные барионы считаются стабильными, что, конечно, является недопустимым приближением). Как и следовало бы ожидать, исходя из сохранения странности в «сильных» процессах, аннигиляция колоссально усиливает «начальное» значение удельной странности, т.е. странности, рассчитанной на один адрон. Конечно, увеличение странности по отношению к «начальному» значению сопровождается испусканием пионов и т.д. и поэтому фотонов, которые с течением времени «краснеют».

В модели существенна неэффективность процессов перекрестной аннигиляции. Чтобы понимать суть дела, проследим схематично за некоторыми из них:

$$\bar{Y} + N \to \pi + K, \quad K + \bar{N} \to \pi + \bar{Y} \quad \text{или} \quad K + Y \to \pi + N,$$

$$Y + \bar{N} \to \pi + \bar{K}, \quad \bar{K} + N \to \pi + Y \quad \text{или} \quad \bar{K} + \bar{Y} \to \pi + \bar{N},$$

и обратим внимание на то, что все указанные реакции экзотермические. Видно, что благодаря рождению каонов и антикаонов при перекрестной аннигиляции только одна из двух частиц, подвергшихся такой аннигиляции, исчезает «окончательно», а в конечном счете исчезают «симметричные» пары ($N\bar{N}$ или $Y\bar{Y}$). В предельном случае это могло бы привести к некоторому разделению на две фазы — нуклонное вещество и антигиперонное антивещество. Конечно, многочисленные причины, в частности нестабильность Y и $\bar{Y}$, приведут к тому, что только очень малая доля максимального мыслимого значения удельной странности (~1/2) будет достигнута при динамическом равновесии. Важно то, что появляется асимметрия в эволюции материи, которая проходила через стадию с избытком нуклонов, и антиматерии, которая проходила через стадию с избытком антигиперонов.

Конечно, конкретный механизм разделения (кстати, «эмульсионного типа», так как нет выделенного направления) следует еще изобрести, но указанная тенденция, быть может, существенна. Во всяком случае, не исключено, что эффекты, связанные со странностью, вызванной нарушением CP-инвариантности, могут играть существенную роль в симметричных ($B = 0$) теориях Вселенной.

3. $K^0_{L,S}$ в вакууме и в различных веществах

В этом и следующем параграфах мы обсудим вопрос о странности, обусловленной CP-неинвариантностью. Вначале обсудим нейтральные каоны.

Для иллюстрации рассмотрим вначале приближение CP-инвариантности, когда при обычных обозначениях

$$|K^0_{L,S}\rangle = |K^0_{2,1}\rangle = \frac{|K^0\rangle \mp |\overline{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} .$$

Ясно, что в этом приближении среднее значение странности пучков как K^0_L-мезонов, так и K^0_S-мезонов равняется нулю. Если же учитывать нарушение CP-инвариантности (при соблюдении CPT-теоремы), то

$$|K^0_{L,S}\rangle = \frac{(1+\varepsilon)|K^0\rangle \mp (1-\varepsilon)|\overline{K}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} ,$$

где ε — комплексное число, реальная часть которого измеряется в опытах по изучению зарядовой асимметрии δ в лептонных распадах: $\delta \simeq 2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon$ (возможными нарушениями правила $\Delta Q = \Delta S$ пренебрегается ввиду их малости). Это означает, что среднее значение странности K^0_L-мезонов не равно нулю. При этом измеренный на опыте знак δ и величина зарядовой асимметрии (см., например, [5]) в лептонных распадах K^0_L-мезонов позволяют заключить, что они — источники положительной странности, удельное значение которой равно

$$S \simeq 2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon \simeq +0{,}3\cdot 10^{-2} \text{ на один каон.} \qquad (2)$$

Конечно, это довольно большое значение удельной странности относится к пучкам K^0_L-мезонов в вакууме. При больших плотностях адронов ситуация совсем другая.

В обычном (барионном) веществе, например, барионная асимметрия по-разному смещает эффективную массу K^0 и $\overline{K}^0$, так что даже при относительно небольших плотностях осцилляции $K^0 \rightleftarrows \overline{K}^0$ становятся практически невозможными (т.е. само понятие $K^0_{L,S}$-мезонов теряет смысл).

Следует заметить, однако, что в *истинно нейтральной* материи осцилляции $K^0 \rightleftarrows \overline{K}^0$ благоприятствует тождественность во взаимодействиях K^0- и $\overline{K}^0$-мезонов. С этой точки зрения свойства истинно нейтрального вещества напоминают свойства вакуума, и в таком веществе (которое, строго говоря, могло бы существовать только при CP-инвариантности) $K^0_{2,1}$-мезоны являлись бы «хорошими» объектами даже при очень высоких плотностях. Как заметил В.Н.Грибов, это утверждение правильно, если существенная доля столкновений нейтральных каонов происходит не на отдельных адронах, а на группах частиц и античастиц (в одинаковом числе), т.е. на бозонных образованиях: для этого требуется, чтобы длина волны каонов λ была не меньше расстояния R между адронами. В горячей Вселенной при очень высокой температуре, когда все частицы являются

релятивистскими, как раз $\lambda \sim R$, так как единственная размерная величина — это энергия теплового движения, равная $1/\lambda \sim 1/R$.

При учете CP-неинвариантности у $K^0_{L,S}$-мезонов в нейтральном веществе появляется отличная от нуля странность, как в случае пучков в вакууме. Однако при больших концентрациях самих нейтральных каонов последние «портят» строгую нейтральность вещества так, что их удельная странность должна быть значительно меньше, чем вакуумное значение (2), равное $+3\cdot 10^{-3}$.

Для самой грубой оценки будем полагать, что в любой форме вещества $K^0_{L,S}$ являются стационарными состояниями, если соблюдается неравенство

$$\Delta\sigma N\beta \lesssim |M_{K^0_L} - M_{K^0_S}| , \qquad (3)$$

где $\Delta\sigma \sim 10^{-27}$ см^2 — типичная разница сечений соударений K^0- и $\bar{K}^0$-мезонов с адронами, N — число адронов на см^3, $\beta = \dfrac{|a^+ - a^-|}{a^+ + a^-}$ — коэффициент, выражающий долю отклонения от нейтральности данного вещества, т.е. долю асимметрии относительно некоторого заряда a (a мог бы быть барионным зарядом, странностью, ...). В обычном барионном и негорячем веществе (где нейтральные каоны образовались внешним источником, скажем, ускорителем) $\beta = 1$ и $K^0_{L,S}$-мезоны, согласно (3), являются «хорошими» только при концентрациях нуклонов $\lesssim 10^{27}$ см$^{-3}$.

4. $K^0_{L,S}$-мезоны в горячей Вселенной

Обсудим горячую «симметричную» Вселенную, для которой предполагается, что число барионов строго равняется числу антибарионов, при этом материя состоит из излучения черного тела при данной температуре $T_{\text{изл}}$. Когда плотность нейтральных каонов и плотность других адронов в горячей Вселенной сравнимы, материя уже не совсем нейтральна (из-за появления указанной выше отличной от нуля суммарной странности странных частиц — каоны, антикаоны, гипероны, антигипероны).

Оценим значение S-удельной средней странности или странности, отнесенной к одному каону, в адиабатически расширяющейся горячей Вселенной как функцию от концентраций барионов N или от $T_{\text{изл}}$ (N пропорциональна $T^3_{\text{изл}}$). Для этого достаточно воспользоваться соотношением (3) со знаком равенства и с учетом того, что $\beta = S$, $S \ll 10^{-3}$,

$$|S| \approx \frac{|M_{K^0_L} - M_{K^0_S}|}{N\Delta\sigma} . \qquad (4)$$

Представляет интерес интервал температур $T_{изл}$ от 300 МэВ до 1 ГэВ, которым соответствуют концентрации каонов (и вообще адронов) порядка 10^{39}—10^{40} см$^{-3}$. Соответствующие значения удельной странности находятся в интервале

$$|S| \sim 10^{-12}—10^{-13}. \qquad (5)$$

По замечанию Л.Б.Окуня, удельную странность, скажем при $T_{изл} \sim M_K$, можно грубо, но наглядно оценить, переписав формулу (4) только через представляющие интерес массы, т.е. с учетом того, что $\Delta\sigma \approx M_K^{-2}$ и $N \approx M_K^3$ (константа Стефана—Больцмана, в единицах $h = c = 1$, является безразмерной и не сильно отличается от единицы): $|S| \approx \dfrac{|M_{K_L^0} - M_{K_S^0}|}{M_K}$. Здесь «начальное» значение удельной странности S относится к адронной эре Вселенной, когда аннигиляция барионов и антибарионов компенсируется их рождением в столкновениях мезонов, т.е. когда обсужденный в параграфе 2 механизм «усиления» удельной странности, связанный с барион-антибарионной аннигиляцией, еще не вступил в силу. Усиление «начальной» удельной странности сопровождается испусканием фотонов; таким образом, имеется возможность сравнения данной модели с опытом в рамках теории горячей Вселенной.

Если асимметрия относительно странности во Вселенной каким-то образом является глубокой причиной отделения вещества от антивещества и если она вызвана уникальными свойствами нейтральных каонов, то из (5) мы должны ожидать, что

$$S \approx 10^{-12}—10^{-13} = 1/\alpha_{мин}, \qquad (6)$$

где $\alpha_{мин}$ — нижний предел отношения плотности числа фотонов к плотности числа нуклонов, при этом минимальное значение получается из условия какого-то очень эффективного механизма отделения вещества от антивещества. Как видно, значение (6) $\alpha_{мин} \approx 10^{12}—10^{13}$ несовместимо со значением (1) $\alpha_{набл} \approx 10^8—10^{10}$, откуда следует, по-видимому, что разделение вещества от антивещества не обусловлено дуальными свойствами нейтральных каонов. Однако выраженная здесь идея о том, что в «нейтральном» веществе осцилляции $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$ являются возможными даже при очень высоких плотностях, как нам кажется, может представлять самостоятельный интерес. Имеются ли другие несвязанные с $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$-осцилляциями механизмы появления странности у нейтрального горячего вещества? Такие механизмы, если они существуют, должны быть связаны с нарушением *CP*-инвариантности. Поэтому в качестве рабочей гипотезы естественно исходить из того, что константа этого предполагаемого *CP*-неинвариантного взаимодействия, не сохраняющего странность в столкно-

вениях адронов, имеет тот же порядок величины, что и константа $10^{-3}G$ милли-слабого взаимодействия. Тогда значение средней странности, приходящейся на один адрон, будет $\sim 10^{-6}G^2M^4$ или даже $(10^{-3}G)GM^4$ (где M — типичная адронная масса), что не более значения (5), полученного выше в рамках известной физики нейтральных каонов.

Однако не исключено, что в природе имеется такое взаимодействие, где *CP* максимально нарушается, и горячая Вселенная — как раз то место, где такое нарушение могло бы иметь важные следствия, благодаря появлению отличной от нуля странности. В частности, одна возможность связана с предположением [6] о том, что константа *CP*-неинвариантного взаимодействия уменьшается со временем, так что в адронной фазе горячей Вселенной она могла бы иметь огромное значение.

В заключение автор выражает благодарность за полезные обсуждения Б.А.Арбузову, С.М.Биленькому, С.С.Герштейну, И.Д.Новикову, Л.Б.Окуню, М.П.Подгорецкому, Р.М.Рындину, А.Т.Филиппову.

Автору приятно опубликовать данную проблемную работу в юбилейном номере, посвященном Д.Д.Иваненко, интересы которого последние годы находятся как раз в области гравитации и космологии.

Объединенный институт
ядерных исследований

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967.
2. *Omnes A.* // Phys. Rev. Lett., 1969, vol.23, p.38.
3. *Сахаров А.Д.* // Письма в ЖЭТФ, 1967, т.5, с.32.
4. *Кузьмин В.А.* // Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, с.335.
5. Review of Particle properties, Phys. Lett., 39B, April 1972.
6. *Marx G.* // Proc. of the Neutrino-72 Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Balatonfüred, 1972.

1975

«ПРЯМОЕ» РОЖДЕНИЕ НЕЙТРИНО И ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ*

«Прямое» образование нейтрино, т.е. образование нейтрино в процессах, иных, чем π- и K-распады, могло быть обнаружено и изучено в нейтринных опытах при высоких энергиях в условиях отсутствия области распада для пионов и каонов. Нейтрино, рождающиеся в распадах очарованных частиц, характеризуются тем, что числа ν_μ и ν_e одинаковы, в отличие от обычных пучков нейтрино, где ν_μ преобладают. Для предлагаемой постановки опытов характерен относительно малый ожидаемый фон, но интенсивность искомого эффекта мала. Нейтринный детектор должен быть способным регистрировать электронные ливни, образовавшиеся во взаимодействиях ν_e с ядрами.

В столкновениях нуклонов при высоких энергиях, как известно, наблюдается [1] так называемое «прямое» образование заряженных лептонов, т.е. их образование в процессах, иных, чем π-, K (и μ)-распады. С помощью исследований «прямого» образования одиночных заряженных лептонов, однако, трудно отделить вклад виртуальных фотонов и вклад электромагнитных распадов векторных мезонов ($\rho \to \mu^+\mu^-$ и т.д.) от вклада (слабых) распадов новых короткоживущих частиц, скажем очарованных частиц. Этой трудности совсем нет в случае «прямо» образованных нейтрино, которые здесь определяются как нейтрино, не рождающиеся от пионных, каонных (и мюонных) распадов.

Итак, речь здесь идет об инклюзивном образовании в нуклон-нуклонных столкновениях очарованных частиц, распадающихся с испусканием нейтрино, и об инклюзивной регистрации этих нейтрино

$$\text{протон} + A \to 2\ \text{очарованные частицы} + \ldots$$
$$\downarrow$$
$$\text{нейтрино} + \ldots$$

(под словом «нейтрино» здесь подразумевается ν_e, ν_μ, $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$).

Постановка соответствующих опытов уже обсуждалась несколько лет назад [2] с чисто феноменологической точки зрения в соответствии с вопросом, имеются ли другие источники нейтрино, кроме пионов и каонов, а также уже осуществилась на электронном ускорителе Стэнфордского университета [3], хотя с чувствительностью, недостаточной для решения обсуждаемых ниже вопросов. Такую постановку опыта можно осуществить, не давая пионам и каонам возможности

*ЖЭТФ, 1975, т.69, вып.2, с.452—456.

распадаться на лету и регистрируя «прямо» образованные нейтрино с помощью хорошо известных эффективных детекторов нейтрино высоких энергий. Это означает, что протонный пучок должен прямо падать на защиту, за которой и находится нейтринный детектор.

Теперь, когда общественное научное мнение интерпретирует узкие бозонные резонансы с массами 3,1 и 3,7 ГэВ [4—6] как частицы со скрытым очарованием, уместно конкретизировать вопрос о «прямо» образованных нейтрино; в опытах должны быть зарегистрированы нейтрино от распада очарованных частиц (время жизни 10^{-11}—10^{-14} с) в присутствии нейтрино от распада π-, K- и μ-мезонов*.

Предположим, что протонный пучок высокой энергии падает на конденсированное вещество (толщиной, равной большому количеству ядерных длин, как в случае железной защиты в опытах с нейтрино высокой энергии). Фон в этих опытах возникает от распадающихся на лету «против нашей воли» пионов и каонов**, причем, очевидно, длина, имеющаяся для их распада, сравнима с типичной ядерной длиной, хотя и больше ее из-за множественного образования пионов. Если нас интересует регистрация нейтрино высоких энергий, то доля (долгоживущих) мезонов (пионов и каонов) с энергией W, распадающихся с испусканием таких нейтрино, приблизительно равняется $R/D(W)$, где R — длина ядерного поглощения протонов и D — длина распада соответствующих мезонов ($R/D \ll 1$). Поскольку $D(W)$ пропорциональна W, это приводит к «смягчению» спектра нейтрино от π- и K-распадов по отношению к их спектру в известных опытах, где имеется длинная «область распада». Очарованные частицы, для которых $R > D$, с очевидными обозначениями будут распадаться с вероятностью единица. Относительно короткоживущие частицы, как K^0, для которых $R \lesssim D$, также будут приниматься во внимание при оценке фона.

Пусть $(\nu_\mu)_{\text{очар}} \approx (\nu_e)_{\text{очар}}$ — среднее число мюонных и электронных нейтрино, рождающихся при одном распаде очарованной частицы, умноженное на сечение $\sigma_{\text{очар}}$ образования в нуклон-нуклонных столкновениях очарованных частиц. Пусть $(\nu_\mu)_{\pi^+}$ $((\nu_\mu)_{K^+}, (\nu_e)_{K^+}, (\nu_e)_{K_L}, (\nu_e)_{K_S})$ — среднее число нейтрино указанного типа, рождающихся при одном распаде указанной частицы, умноженное на вероятность $R/\tilde{D}$ ее распада в условиях рассматриваемого опыта и на сечение σ_{π^+} $(\sigma_{K^+}, \sigma_{K^0}/2)$ образования в нуклон-нуклонных столкновениях указанной частицы. Пусть $\Gamma(...)$ — ширины соответствующих процессов. В то время как такие величины, как σ_π, σ_K, $\Gamma(\pi \to \mu\nu_\mu)$, $\Gamma(K \to \mu\nu_\mu)$, $\Gamma(K^+ \to e^+\nu_e\pi^0)$, ... и полные ширины этих частиц известны, в случае очарованных частиц ничего определенного сказать нельзя. С умеренным оптимизмом будем предполагать (см., например, [7]), что

$$\Gamma(\text{очар} \to \nu_\mu + ...)/\Gamma_{\text{total}}(\text{очар}) = \Gamma(\text{очар} \to \nu_e + ...)/\Gamma_{\text{total}}(\text{очар}) \approx 0{,}1$$

*Рождение нейтрино от промежуточных векторных бозонов не обсуждается, так как их образование в столкновениях нуклонов — полуслабый процесс, а рождение очарованных частиц — сильный, хотя и подавленный процесс.

**Нетрудно видеть, что фоном от распадающихся на лету мюонов можно пренебречь.

и что для протонов с энергией 400 ГэВ сечение $\sigma_{\text{очар}} \approx 10^{-29}$ см^2. Тогда мы получим следующие сугубо ориентировочные оценки, относящиеся к рассматриваемой здесь постановке опыта для протонов с энергией 400 ГэВ и для рождения нейтрино с энергиями в районе 15 ГэВ:

$$(\nu_\mu)_{\text{очар}}/(\nu_\mu)_{\pi^+} \approx (\nu_\mu)_{\text{очар}}/(\nu_\mu)_{K^+} \approx 2, \quad (\nu_e)_{\text{очар}}/(\nu_e)_{K^+} \approx 60,$$

$$(\nu_e)_{\text{очар}}/(\nu_e)_{K_S} \approx 80, \quad (\nu_e)_{\text{очар}}/(\nu_e)_{K_L} \approx 120.$$

Оказывается, что число нейтрино (особенно ν_e) от распада очарованных частиц будет, по-видимому, превышать число нейтрино от распада каонов и пионов в условиях рассматриваемого опыта, так что нет очень серьезных трудностей, связанных с фоном от неочарованных частиц. Следует заметить важное обстоятельство, а именно, что имеется существенная разница между «обычными» нейтрино (от пионного и каонного распадов) и «прямо» образованными нейтрино (очарованного отцовства): в состав последних ν_e и ν_μ входят равноправно, в то время как в пучках «обычных» нейтрино число ν_e много меньше числа ν_μ (поскольку $\Gamma(\pi \to e\nu_e) \ll \Gamma(\pi \to \mu\nu_\mu)$ и $\Gamma(K \to e\nu_e) \ll \Gamma(K \to \mu\nu_\mu)$). Это способствует появлению яркой картины искомых событий.

В случае лептонов, испускаемых на большие углы (несколько градусов в лабораторной системе координат) к направлению пучка налетающих протонов, вывод, сделанный выше о возможности наличия малого фона «обычных» нейтрино, подтверждается не только в опытах по «прямому» образованию [1] заряженных лептонов, выполненных в Батавии (E_p = 400 ГэВ), но и в более трудных опытах по этому же вопросу, выполненных в Серпухове (E_p = 70 ГэВ). Согласно работе серпуховской группы [8], например, при столкновениях протонов с энергией 70 ГэВ с ядрами измеренное число мюонов от $K \to \mu\nu_\mu$-распада (каоны, распадающиеся на ядерной длине) и измеренное число «прямых» мюонов сравнимы, при этом мюоны с энергией 10—12 ГэВ испускались на угол 90° в системе центра масс. Конечно, число «прямо» наблюдаемых мюонов является верхним пределом для мюонов очарованного отцовства, так как мюоны могут быть образованы «прямо» каким-то образом, благодаря электромагнитному взаимодействию.

Поиски нейтрино очарованного отцовства, по-видимому, затруднительны на серпуховском ускорителе, хотя фон ν_e от распада каонов и на этом ускорителе может оказаться значительно меньше интенсивности прямых ν_e. Следует учесть, однако, что отсутствие в рассматриваемой постановке опыта фокусировки мезонов, типичной для опыта, где нейтрино рождаются пионами и каонами, частично компенсировано лучшей геометрической регистрацией «прямо» образованных нейтрино, связанной с меньшим расстоянием от источника до детектора нейтрино. С этой точки зрения серпуховский ускоритель представляет интерес, хотя в принципе большая энергия протонов дает большие преимущества, так как, во-первых, сечение рождения очарованных частиц растет с энергией налетающих

протонов, во-вторых, вероятность распада пионов и каонов уменьшается с их энергией и, в-третьих, сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами увеличивается с их энергией.

Конечно, абсолютная интенсивность нейтринных событий, связанных с «прямо» образованными нейтрино, мала: скажем, на четыре порядка меньше, чем интенсивность «обычных» нейтринных событий в известных экспериментах при высоких энергиях.

По-видимому, следует принимать во внимание возможность выполнения опытов рассматриваемого типа при проектировании нейтринных экспериментов на новых ускорителях. Самое главное условие для этого — создание относительно компактной защиты, возможно, с магнитным отклонением мюонов.

Здесь хочется сделать замечание относительно спектра нейтрино очарованного отцовства. По-видимому, такие нейтрино, как правило, будут испускаться совместно с заряженными лептонами и странными частицами и пионами. Однако особый интерес представляют векторные мезоны F^* и $\tilde{F}^*$ с кварковым содержанием $(\lambda\tilde{p}')$ и $(\tilde{\lambda}p')$. Дело в том, что хотя, как ожидается (см., например, [9]), масса F^*-мезона, по всей вероятности, несколько больше массы псевдоскалярного мезона F такого же кваркового содержания, тем не менее нельзя исключить массовую инверсию. В этом случае переходы $F^* \to F + \pi\ldots$ и $F^* \to F + \gamma$ подавлены, а тогда двухчастичные слабые распады

$$F^* \begin{matrix} \nearrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu \\ \searrow e^- \tilde{\nu}_e \end{matrix}, \qquad \tilde{F}^* \begin{matrix} \nearrow \mu^+ \nu_\mu \\ \searrow e^+ \nu_e \end{matrix}$$

конкурентоспособны. Тогда же присутствие двухчастичных распадов приводит к характерному жесткому спектру нейтрино (ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$, ν_e, $\tilde{\nu}_e$), как это бывает и для спектра ν_μ от $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ в обычных нейтринных пучках. Независимо от возможного эффекта двухчастичных распадов, спектр нейтрино от трехчастичных распадов очарованных частиц содержит нейтрино с гораздо большей энергией, чем спектр нейтрино от распадов пионов и каонов, который в данном эксперименте естественно обедняется «жесткими» нейтрино. Поэтому в эксперименте следует сделать упор на регистрацию энергетической части нейтрино.

Итак, нейтринная экспозиция «без области распада пионов и каонов» в течение нескольких месяцев на протонном ускорителе высокой энергии и с нейтринным детектором, эффективно регистрирующим электронные ливни, дает возможность, в принципе:

1. Обнаружить очарованные частицы путем наблюдения нейтрино от их распадов.

2. На основе общей картины нейтринных событий, отличающейся от картины нейтринных событий в «обычных» пучках нейтрино, проверить характерную для очарованных частиц гипотезу, что в пучках нейтрино очарованного отцовства числа ν_e и ν_μ сравнимы.

3. Получить интересные сведения о «прямом» рождении лептонов в нуклон-нуклонных столкновениях из сравнения числа «прямо» образованных нейтрино с числом «прямо» образованных заряженных лептонов.

4. Получить важные сведения о существовании и о массе векторных бозонов кваркового содержания ($\lambda\tilde{p}'$) и ($\bar{\lambda}p'$).

5. Наблюдать неожиданные явления, связанные с возможным существованием неизвестных частиц (новые типы нейтрино и новые источники нейтрино).

В заключение мне приятно поблагодарить Б.А.Арбузова, С.М.Биленького, С.С.Герштейна, В.И.Захарова, А.И.Мухина, Л.Б.Окуня, А.Т.Филиппова и особенно Б.А.Долгошеина и Р.М.Суляева за полезные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
27 марта 1975 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. The Observation of Leptons of Large Transverse Momentum. CERN–Columbia–Rockfeller–Saclay collaboration, Columbia–FNAL collaboration, Princeton–Chicago collaboration, Wisconsin–Harvard–Chicago collaboration, Serpukhov contribution, Lederman summary. Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Physics, London, July 1974, vol.41—55.
2. *Pontecorvo B.* // Proc. of the XV Int. Conf. on High Energy Physics, Kiev, August, 1970; *Понтекорво Б.* // УФН, 1971, т.104, с.3.
3. *Schwartz M.* // Rep. on Progr. in Phys., 1965, vol.27, p.75; *Fryberger D. et al.* // Science News, 1971, vol.100, p.252.
4. *Aubert J.J. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1404.
5. *Augustin J.E. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1406; *Abrams G.S. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1453.
6. *Bacci C. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1453.
7. *Окунь Л.Б.* // Адроны и кварки. Лекции в зимней школе ИТЭФ, Звенигород, январь 1974. М.: Изд-во МИФИ, 1974.
8. *Bondorenco G.B. et al.* // Proc. of the XVI Int. Conf. on High Energy Physics, Batavia, September 1972; 1973, vol.2, p.329; *Абрамов В.В. и др.* // Препринт ИФВЭ, СЭФ 74-83, 1974.
9. *Okubo S., Mathur V.S., Borchardt S.* // Phys. Rev. Lett., 1975, vol.34, p.326.

ON THE POSSIBLE VIOLATION OF *CP* INVARIANCE IN THE DECAYS OF CHARMED PARTICLES*

*In collaboration with L.B.Okun**, V.I.Zakharov***

The recently discovered [1—4] narrow resonances with masses of 3.1 and 3.7 GeV are widely believed to possess hidden charm. If this is true, many charmed particles will certainly be found in the nearest future and, among the others, D^0 and $\tilde{D}^0$ mesons with the quark content $p'\tilde{p}$ and $\tilde{p}'p$, respectively, where p' is the charmed quark. There is a close analogy between the properties of the $D^0 - \tilde{D}^0$ system and those of the well-known $K^0 - \tilde{K}^0$ system. It is natural to expect possible *CP* invariance violations in the decays of D^0-mesons and in this letter we wish to discuss how such effects could be searched for experimentally.

Let us consider the production of a resonance in e^+e^--collisions which decays into a D^0 and $\tilde{D}^0$ pair (such resonances must exist according to the quark model and have masses larger than or of the order of 4—5 GeV). Let D^0 mesons decay into charge-conjugated states, say, $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ and $D^0 \to K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu$ (we assume hereafter the validity of the $\Delta C = \Delta S$ selection rule, which for such decays follows from the quark model, C and S being the charm and strangeness).

If there were no vacuum transitions $D^0 <\!\!-\!\!-\!\!> \tilde{D}^0$, all the pairs $D^0\tilde{D}^0$ would decay into $(K^-\mu^+\nu_\mu)(K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu)$. However, due to the $D^0 <\!\!-\!\!-\!\!> \tilde{D}^0$ transitions and the formation of the D_L and D_S states***, there will appear a number of decays into $(K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu)(K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu)$ and $(K^-\mu^+\nu_\mu)(K^-\mu^+\nu_\mu)$ pairs. Let us denote the number of such rare pairs as N^{++} and N^{--}. One readily finds that the ratio of $N^{++}+N^{--}$ to the number $N^{+-}+N^{-+}$ of «normal» pairs $(K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu)(K^-\mu^+\nu_\mu)+(K^-\mu^+\nu_\mu)(K^+\mu^-\tilde{\nu}_\mu)$ is given by

$$R = \frac{N^{++}+N^{--}}{N^{+-}+N^{-+}+N^{++}+N^{--}} = \frac{1}{2}\frac{(\Gamma_S-\Gamma_L)^2+4\,(\Delta m_{SL})^2}{(\Gamma_S+\Gamma_L)^2+4\,(\Delta m_{SL})^2}, \tag{1}$$

where Γ_S and Γ_L are the widths of the D_S and D_L mesons, Δm_{SL} is their mass difference.

*Lett. Nuovo Cim., 1975, vol.13, p.218—220.

**Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow.

***Here D_L and D_S are defined in the same way as K_L and K_S (see eq. (3)). It is worth noting, however, that the D_L and D_S lifetimes are both very short. Just this circumstance makes the observation of *CP* violation effects so difficult.

According to the estimates of Ref.5, $\Gamma_S \approx \Gamma_L \sim (10^{11} \div 10^{12})\ s^{-1}$, $(\Gamma_S - \Gamma_L)/(\Gamma_S + \Gamma_L) \sim tg^2\,\theta \simeq 5 \cdot 10^{-2}$, where θ is the Cabibbo angle. If $|\Delta m_{SL}| << \Gamma_S - \Gamma_L$, then $R \sim tg^4\,\theta \sim 10^{-3}$. If, however, $|\Delta m_{SL}| > \Gamma_S - \Gamma_L$, then the expected value of R is larger. For example, the existence of first-order transitions with $\Delta C = 2$ would lead to $|\Delta m_{SL}| >> \Gamma_S$ and $R = 1/2$.

CP violation would give a charge asymmetry

$$\delta_D = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = \frac{4\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_D\,(1 + |\varepsilon_D|^2)}{(1 + |\varepsilon_D|^2)^2 + 4\,(\mathrm{Re}\,\varepsilon_D)^2} \simeq 4\,\mathrm{Re}\,\varepsilon_D\,, \tag{2}$$

where ε_D is the *CP* violation parameter in the wave functions of D_S and D_L mesons*

$$\begin{aligned} D_S &\sim D^0\,(1 + \varepsilon_D) + \tilde{D}^0\,(1 - \varepsilon_D) \sim D_1 + \varepsilon_D D_2\,, \\ D_L &\sim D^0\,(1 + \varepsilon_D) - \tilde{D}^0\,(1 - \varepsilon_D) \sim D_2 + \varepsilon_D D_1\,, \end{aligned} \tag{3}$$

where D_1 and D_2 are the pure *CP* states.

Let us note that, generally speaking, ε_D increases with decreasing Δm_{SL}. Hence, the possibility that $\varepsilon_D >> \varepsilon_K \sim 2 \cdot 10^{-3}$ cannot be ruled out (here ε_K is the *CP* violation parameter in neutral kaons). In this case $\delta_D >> 1\%$ and a statistics of $N^{++} \approx 10^4$ decays would be necessary in order to search for *CP* violation. For luminosities of e^+e-colliding beams close to $10^{33}\ cm^2 \cdot sec^{-1}$ such an experiment is feasible.

The charge asymmetry could be looked for not only in the $K\mu\nu_\mu$ modes but also in other decay channels such as $Ke\nu_e$, $K\mu\nu_\mu\pi^+\pi^-$ and so on. Let us note also that an intermediate resonance is not necessary for observing *CP* violation; the annihilation $e^+e^- \to \gamma \to D^0\tilde{D}^0$ could be used as well as far as it is proceeding via one virtual photon. If the charge asymmetry turns out to be small, then special consideration should be given to the background contribution of the two-photon intermediate state, which could also give charge asymmetry.

As a matter of fact, we have discussed so far the superweak model of *CP* violation. There might exist, however, a milliweak or even a millistrong *CP* violation in the decays of charmed particles. In this respect it would be interesting to search for a difference in π^+ and π^- spectra in, say $\pi^+\pi^-\pi^0$ decays of ψ^0 or D^0 mesons. The search for *C*-odd decays such as $\psi^0 \to \eta\pi^0$, $\psi^0 \to X^0\eta$ is also justified. The effect could be large if the *C*-odd millistrong $p'\tilde{p}'$ annihilation into usual hadrons is not suppressed.

---

*Let us note that Eq (1) is in fact valid in the limit of $\varepsilon_D = 0$. Taking into account the *CP* violation we obtain

$$R^{-1} = 1 + \frac{2\,|1 - \varepsilon_D^2|^2}{|1 - \varepsilon_D|^4 + |1 + \varepsilon_D|^4}\;\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)^2 + 4\Gamma_S\Gamma_L + 4(\Delta m_{SL})^2}{(\Gamma_S + \Gamma_L)^2 - 4\Gamma_S\Gamma_L + 4(\Delta m_{SL})^2}\,.$$

The observation of the effects discussed above could give a clue to the understanding of the whole problem of *CP* violation.

The authors are grateful to A.I.Vainstein for a discussion.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna March 14, 1975

REFERENCES

1. *Aubert J.J., Becker U., Biggs J.P., Burger J., Chen M., Everhart G., Goldhagen P., Leong J., McCorriston T., Rhoades T.G., Ronde M., Ting S.C.C., Sau Lan Wu, Lee Y.Y.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1404.
2. *Augustin J.E., Boyarski A.M., Breidenbach M., Bulos F., Dakin J.T., Feldman G.J., Fischer G.E., Fryberger D., Hanson G., Jean-Marie B., Larsen R.R., Luth V., Lynch H.L., Lyon D., Morehause C.C., Paterson J.M., Perl M.L., Richter B., Rapidis P., Schwitters R.F., Tanenbaum W.M., Vannucci F., Abrams G.S., Briggs D., Chinowsky W., Friedberg C.E., Goldhaber G., Hollebeek R.J., Kadyk J.A., Lulu B., Pierre F., Trilling G.H., Whitaker J.S., Wiss J., Zipse J.E.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1406.
3. *Bacci C., Baldini Celio R., Berna-Rodini M., Caton G., Del Fabbro R., Grilli M., Larocci E., Locci M., Mencuccini C., Murtas G.P., Penso G., M.Spinetti G.S., Spano M., Stella B., Valente V., Bartoli B., Bisello D., Esposito B., Felicetti F., Monacelli P., Nigro M., Paoluzi L., Peruzzi I., Piano Mortemi G., Piccolo M., Ronga F., Sebastiani F., Biancastelli R., Cevenini F., Celvetti M., Costantini F., Lariccia P., Parascandalo P., Sassi E., Spencer C., Tortora L., Troya U., Vitale S.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1408.
4. *Abrams G.S., Briggs D., Chinowsky W., Friedberg C.E., Goldhaber G., Hollebeek R.J., Kadyk J.A., Litke A., Lulu B., Pierre F., Sadoulet B., Trilling G.H., Whitaker J.S., Wiss J., Zipse J.E., Augustin J.-E., Boyarski A.M., Breidenbach M., Bulos F., Feldman G.J., Fisher G.E., Fryberger D., Hanson G., Jean-Marie B., Larsen R.R., Luth V., Lynch H.L., Lyon D., Morehause C.C., Paterson J.M., Perl M.L., Richter B., Rapidis P., Schwitters R.F., Tanenbaum W., Vanucci F.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.1453.
5. *Gaillard M.K., Wildee B., Rosner J.R.* // Fermilab-Pub-74/86-THY, 1974.

QUARK-LEPTON ANALOGY AND NEUTRINO OSCILLATIONS*

In collaboration with S.M.Bilenky

Neutrino mixing and neutrino oscillations were considered a long time ago [1]. A theory of neutrino oscillations was presented in Ref.2. Possible applications to neutrino astronomy were also considered [2—5].

In Ref.2 the starting point was the assumption on the existence of four neutral lepton states in all (two Majorana neutrinos with masses). In such a theory the two neutrinos have a special place among the fundamental fermions inasmuch as all the other leptons and quarks are described by four-component spinors. This is in principle a three parameter theory (two masses and the mixing angle). However, there were given some arguments [2] in favour of maximum mixing.

In this note we consider neutrino mixing starting from a different point of view suggested by an analogy between leptons and quarks. We assume that each neutrino is described by a four component spinor (that is, there are eight neutral lepton states in all). It will be seen that the results of our theory and of the theory presented in Ref.2 are practically identical, although from a theoretical point of view there are differences.

2. As is well known [6], the hadron weak interaction for the case of four quarks can be written in such a way that the strangeness changing neutral current does not appear in the first order but does appear (as needed) in higher orders. This was obtained [6] by introducing besides the Cabibbo combinations of n and λ quarks

$$n_c = n \cos\theta_c + \lambda \sin\theta_c \tag{1}$$

the combination orthogonal to it

$$\lambda_c = -n \sin\theta_c + \lambda \cos\theta_c \,. \tag{2}$$

In order to forbid processes of type $\mu \to e + \gamma$ and similar ones in the first order, we might introduce (in analogy with quarks) the two orthogonal combinations of neutrino fields

$$\nu_e^\theta = \nu \cos\theta + \nu' \sin\theta, \qquad \nu_\mu^\theta = -\nu \sin\theta + \nu' \cos\theta. \tag{3}$$

This neutrino mixing was adopted in Ref.7, where there were discussed various effects by considering θ as a parameter, and also by us [8]. However we should take into account a profound difference between leptons and quarks: in addition to the weak interaction quarks undergo the strong interaction, where all the charges (strangeness ...) are conserved. The lepton-quark analogy at issue is a «weak interaction analogy». If we introduce neutrino mixing, we loose the muon charge

*JINR Preprint E2-9383, Dubna, 1975; Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.

conservation so that for the lepton case there are no quantum numbers analogous to strangeness and/or charm. Consequently a parameter analogous to the Cabibbo angle which would characterize the degree of the muon charge violation has no meaning at this stage. And yet just because of such analogues equations (1) with θ as a free parameter were suggested [7,8]. Thus we feel now that $\theta=\pi/4$ is the only value of physical interest in a mixing scheme (other assumptions seem to us premature). Thus we assume that neutrino fields participate in the interaction as the combinations

$$``\nu_e" = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \nu'), \qquad ``\nu_\mu" = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\nu + \nu'). \tag{4}$$

Obviously the very notion of muon charge has disappeared. There arises then the question about the difference between ν and ν'. It is clear that ν and ν' must have different masses (for which we use the notations m and m'). The charged lepton current in our scheme has the form:

$$j_\alpha = (\bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)``\nu_e") + (\bar{\mu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)``\nu_\mu"). \tag{5}$$

We are left with a two parameter (m and m') theory* and it is just this circumstance which allows us to make definite conclusions of physical interest. As it should be, the neutral current arising, say, in a Salam—Weinberg class of the theories is symmetrical, while asymmetrical neutral current effects ($\mu \to e + \gamma$, etc.) may appear only in higher order.

3. The mass of the antineutrino emitted together with the electron in the β decay of ^3H is known to be < 60 eV. Since in the relevant experiments ν and ν' are not distinguished, we get**

$$m < 60 \text{ eV}, \quad m' < 60 \text{ eV}. \tag{6}$$

This conclusion applies to all theories without muon charge conservation and thus is relevant for the masses of both Majorana neutrinos of Ref.2. It is possible to calculate the probability of the process $\mu \to e + \gamma$. Using (6) we find, that $\frac{\Gamma_{\mu \to e\gamma}}{\Gamma_\mu} \leq 10^{-25}$, which is incomparably smaller than the experimental upper limit.

Clearly we need more sensitive types of experiments to reveal neutrino mixing. Such are those in which effects connected with neutrino oscillations might be observed, because in such experiments there are measured amplitudes instead of amplitudes squared.

The neutrino beams are no longer described by stationary states. There will be such effects as the appearance of electrons in collisions with nuclei of neutrino from

---

*It may be asked how can we go to the limiting case of exact muon charge conservation if $\theta=\pi/4$? The answer is by having $m' \to m$. Of course, our choice $\theta=\pi/4$ is speculative, but at this stage it is the only fruitfull approach in our opinion. Let us remark also that if the interaction (if any), responsible for the mass difference of ν and ν', is also related to the $\mu - e$-mass difference, the $\mu - e$ symmetry tells us that $\theta=\pi/4$.

**This conclusion can be made as it's shown later $|m'-m| \leq 1$ eV.

$\pi-\mu$ decay. Similarly there will appear «sterile» neutrinos in the neutrino beams from the reactor, from the Sun, etc.

For the ratio of the numbers of electrons and muons appearing in nuclear collisions of high energy neutrinos from $\pi-\mu$ decay we have

$$\left(\frac{N_e}{N_\mu}\right)_L = \frac{1-\cos 2\frac{L}{L_0}}{1+\cos 2\frac{L}{L_0}}, \tag{7}$$

where L is the distance from the neutrino source to the detector, $L_0 = 2p/|m'^2 - m^2|$ is the oscillations length, p is the neutrino momentum in the lab. sys. From CERN results [9] we get

$$|m' - m| \leq 1 \text{ eV}.$$

A much smaller upper limit of $|m' - m|$ can be obtained from reactor experiments, by comparing the measured yield of positrons in the reaction

$$''\bar{\nu}_e'' + p \to e^+ + n$$

with the value expected under the assumption that there are no oscillations. From the results of [10] we get

$$|m' - m| \leq 10^{-1} \text{ eV}.$$

Let us turn now to solar neutrino astronomy. The intensity of detectable solar neutrinos ($''\nu_e''$) with momentum p at the Earth is given by*

$$I(R,p) = \frac{1}{2} I_0(R,p)\left(1+\cos 2\frac{R}{L_0}\right), \tag{8}$$

where $I_0(R,p)$ is the intensity of detectable neutrino (ν_e) expected if oscillations were absent, R is the Sun–Earth distance. The effects connected with oscillations can in principle be observed only if $L_0 \leq R$ that is if

$$|m' - m| \geq 10^{-6} \text{ eV}.$$

In fact the term $\cos(2R/L_0)$ in (8) disappears because of averaging and

$$I = \frac{1}{2} I_0 . \tag{9}$$

From the point of view of a realistic test of this relation, the most promising perspective has arisen recently in connection with the development of new neutrino detectors based on the Ga–Ge radiochemical methods [11—14].

*In our scheme the heavier neutrino will decay into the light one with emission of a photon. If limits (6) are used, it can be shown that the neutrino during its lifetime will travel a way several orders of magnitude larger than the Earth–Sun distance.

4. Let us make a few concluding remarks. As is well known, if the two neutrino masses are identically equal to zero, there are two equivalent theories, in terms of

i) two two-component neutrinos,

ii) two Majorana neutrinos.

When we consider theories with mixing of the two neutrinos, we must have orthogonal combinations in order to suppress extremely unlikely the processes such as $\mu \to e + \gamma$ and others. Now the two neutrinos must have different masses (by the way if they had equal masses, there would be no mixing). Let us stress here that in our opinion maximum mixing ($\theta = \pi/4$) is by far the most plausible and fruitful assumption.

The theory proposed in [2] is a generalization of the case ii) and consequently is a theory where the two neutrinos with mass have each two states.

The theory considered here starts from i) and consequently is a theory, where each neutrino (with mass) is described by four-component spinor. In this sense in our scheme ν and ν' are just as other lepton or quark (which, maybe, is an attractive feature), while in the theory given in [2] the two neutrinos have a special position among the other fundamental particles.

Practically, the two schemes have identical consequences. Note, nevertheless, that in the theory given in [2] neutrinoless double β decay and similar processes are possible in high orders (of course they are extremely unlike [15]) while in the scheme considered here such processes are strictly forbidden (see eq. (5)).

For us it is a pleasure to thank G.V.Micelmacher, L.B.Okun and M.I.Podgoretsky for useful discussions and critial rernarks.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

REFERENCES

1. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1958, vol.34, p.247.
2. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.493.
3. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1967, vol.53, p.1717.
   Pontecorvo B. // ZhETF Pis. Red., 1971, vol.13, p.281.
   Pontecorvo B. // Uspekhi Fiz. Nauk, 1971, vol.104, p.3.
4. *Bahcall J., Frautschi S.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.623.
5. *Kacharov D., Ferberg B.* // Preprint Fiziko-Tech. Inst. Leningrad, №299, October, 1970.
6. *Glashow S.L., Iliopoulos J.I., Maiani L.* // Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
7. *Eliezer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, vol.D10, p.3088;
   Eliezer S., Swift A. // Preprint, 1975.
8. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.:* // Yad. Fiz., 1976. vol.23, №6.
9. *Bielein J.K., Friedman A.M. et al.* // Phys. Lett., 1964, vol.13, p.80.
10. *Nezrik F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
11. *Kuzmin V.* // ZhETF, 1965, vol.49, p.1532.
12. *Lande K.* // Proc. Conf. «Neutrino-75», Balaton, Hungary, 1975.
13. *Zatsepin G.T.* // Ibid.
14. *Pomansky A.A.* // Ibid.
15. *Schepkin M.G.* // Ibid.

1976

АНАЛОГИЯ МЕЖДУ ЛЕПТОНАМИ И КВАРКАМИ И МЮОННЫЙ ЗАРЯД*

Совместно с С.М.Биленьким

Теория слабого взаимодействия лептонов строится по аналогии с теорией слабого взаимодействия четырех кварков. Вводится смешивание нейтрино (с конечными массами). Рассмотрены осцилляции нейтрино и другие физические следствия предложенной схемы.

1. Возможная аналогия между лептонами и кварками (которая в первоначальной формулировке называлась киевской симметрией [1]) часто обсуждается в литературе (см., например, [2]). Здесь мы рассмотрим такую схему слабого взаимодействия лептонов, которая обладала бы многими характерными особенностями теории слабого взаимодействия адронов. Такая теория согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Мы обсудим также вопрос о том, какие опыты позволили бы проверить предложенную схему. Начнем с адронного тока. Из опыта установлено:

1) заряженный адронный ток имеет структуру

$$j_\alpha^h = \cos\theta_C j_\alpha^{1-i2} + \sin\theta_C j_\alpha^{4-i5} \tag{1}$$

(θ_C — угол Кабиббо); если ток j_α^h строится из кварковых полей, то (1) означает, что n- и λ-кварки входят в комбинации

$$n_C = n\cos\theta_C + \lambda\sin\theta_C; \tag{2}$$

2) в адронном токе имеется член с $\Delta Q = 0$ и $\Delta S = 0$ (нейтральный ток);

3) в токе отсутствует член с $\Delta Q = 0$ и $\Delta S \neq 0$ (несимметричный нейтральный ток);

4) нейтральный ток с изменением странности эффективно возникает в высших порядках теории возмущений.

Если слабое взаимодействие адронов строится на основе спонтанно нарушенной калибровочной инвариантности [3,4], то, как показано в работе [5], отсутствие в гамильтониане несимметричного нейтрального тока можно обеспечить, если ввести четвертый кварк (charm) и ортогональную (2) комбинацию n- и λ-кварков

$$\lambda_C = -n\sin\theta_C + \lambda\cos\theta_C\,. \tag{3}$$

*ЯФ, 1976, т.24, вып.3, с.603—608.

При этом для возникающих в высших порядках теории возмущений разности масс K_L- и K_S-мезонов, процессов $K_L \to \mu\bar{\mu}$, $K \to \pi\nu\bar{\nu}$ и др. происходит компенсация диаграмм, позволяющая согласовать результаты расчетов с экспериментом.

Теперь перейдем к слабому лептонному току. Обычно предполагается, что заряженный лептонный ток имеет вид

$$j_\alpha = (\bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu_e) + (\bar{\mu}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu_\mu). \tag{4}$$

Если принять это выражение для тока, т.е. ввести строго сохраняющийся мюонный заряд, то процессы $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$ и др., обусловленные несимметричными нейтральными токами, не будут иметь места ни в каких порядках теории возмущений.

Будем исходить из того, что в природе существуют два разных нейтрино, т.е. всего четыре лептона. Построим теорию лептонов по аналогии с теорией слабого взаимодействия кварков (в случае четырех кварков) так, чтобы запрет процессов $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$ и др. возник как результат того, что поля нейтрино (обозначим их ν и ν') входят в гамильтониан взаимодействия в виде ортогональных комбинаций. По аналогии с (2) и (3) запишем

$$\nu_e^\theta = \nu \cos\theta + \nu' \sin\theta, \qquad \nu_\mu^\theta = -\nu \sin\theta + \nu' \cos\theta \tag{5}$$

и предположим, что угол θ — параметр*.

Мы должны, однако, учесть глубокое отличие между лептонами и кварками, состоящее в том, что кварки, кроме слабого взаимодействия, участвуют также в сильном взаимодействии, в котором сохраняются все заряды (странность и т.д.). Рассматриваемая кварк-лептонная аналогия является по существу аналогией между слабым взаимодействием лептонов и кварков. В случае лептонов неизвестны квантовые числа, аналогичные странности, и, по нашему мнению, выделенные значения угла смешивания — $\theta = 0$ (обычная схема со строгим сохранением мюонного заряда) и $\theta = \pi/4$ (максимальное смешивание) — представляют наибольший интерес. Итак, мы предположим, что поля нейтрино входят в гамильтониан взаимодействия в виде комбинаций

$$\nu'_e = \nu_e^{\pi/4} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \nu'), \qquad \nu'_\mu = \nu_\mu^{\pi/4} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\nu + \nu'). \tag{6}$$

Ясно, что при этом полностью исчезает понятие мюонного заряда. Возникает вопрос, чем отличаются в этом случае ν и ν'. Очевидно, что они должны отличаться массой, природу которой мы не обсуждаем (кстати, у мюона и электрона разность масс также неизвестной природы). Будем в дальнейшем обозначать массы ν и ν' соответственно m и m'.

Заряженный лептонный ток принимает в рассматриваемой нами схеме вид

$$j_\alpha = (\bar{e}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu'_e) + (\bar{\mu}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)\nu'_\mu). \tag{7}$$

Массы m и m' являются единственными параметрами теории.

---

*Такой случай был рассмотрен в работах [6,7], о которых мы узнали после того, как настоящая работа была окончена. Мы благодарим Л.И.Лапидуса и С.Петкова, обративших наше внимание на работы [6,7].

Аналогично случаю четырех кварков [5] нейтральный лептонный ток, возникающий в теории с заряженным током (7), не содержит несимметричных членов (т.е. в первом порядке запрещены $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$ и другие процессы). В наиболее простом варианте единых теорий слабого и электромагнитного взаимодействия (модель Вайнберга—Салама [3,4]) лагранжиан слабого взаимодействия имеет в рассматриваемом нами случае вид

$$\mathcal{L} = i\sqrt{(G/\sqrt{2})m_W^2}\, j_\alpha W_\alpha + \text{h.c.} + i\sqrt{2(G/2)m_Z^2}\, j_\alpha^0 Z_\alpha, \tag{8}$$

где m_W – масса заряженного, а m_Z — нейтрального промежуточных бозонов, j_α — заряженный лептонный ток (выражение (7)), а нейтральный ток

$$j_\alpha^0 = \frac{1}{2}(\bar{\nu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu) + \frac{1}{2}(\bar{\nu}'\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu') + (\bar{e}\gamma_\alpha(g_V + \gamma_A\gamma_5)e) + (\bar{\mu}\gamma_\alpha(g_V + \gamma_A\gamma_5)\mu);$$

здесь

$$g_V = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W, \qquad g_A = -\frac{1}{2},$$

где θ_W — угол Вайнберга.

2. Обсудим вытекающие из (8) физические следствия. Так как ν и ν' взаимодействуют как с электроном, так и с мюоном, то в высших порядках теории возмущений становятся возможными

$$\mu \to e + \gamma, \qquad \mu \to e + e + \bar{e}, \qquad \mu + p \to e + p \tag{9}$$

и другие процессы (см. диаграммы рис.1 и 2). Очевидно, что диаграммы, представленные на рис.1 и 2, дают в матричные элементы процессов (9) противоположный по знаку вклад (тот же эффект компенсации, что и в случае кварков [5]). Таким образом, процессы (9) разрешены только в случае, если ν и ν' обладают разной массой.

Вероятности процессов (9) существенно зависят от масс m и m'. Посмотрим,

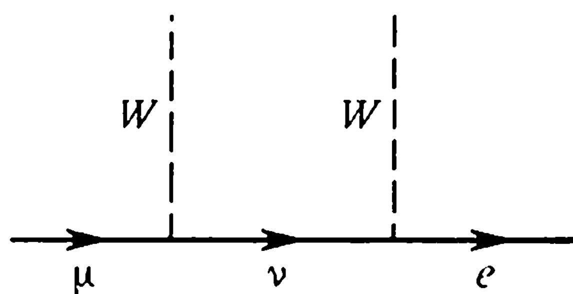


Рис.1

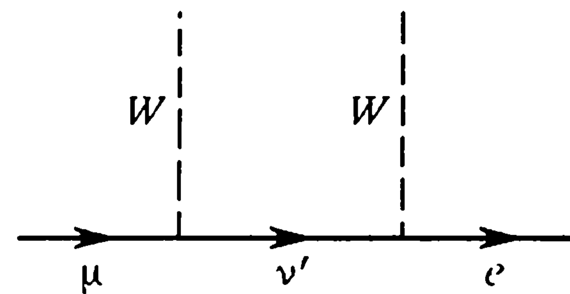


Рис.2

какие ограничения на массы m и m' вытекают из опыта. Из экспериментов по изучению β-распада трития получено следующее ограничение на массу антинейтрино, испускаемого вместе с электроном*:

$$m_{\nu_e} < 60 \text{ эВ}. \tag{10}$$

*Это заключение может быть сделано, так как $|m' - m| \leq 1$ эВ (см. ниже).

В рассматриваемой нами схеме с электроном могут испускаться как ν, так и ν'. Поскольку при этом ν и ν' не отличаются, то из (10) заключаем, что

$$m < 60 \text{ эВ}, \quad m' < 60 \text{ эВ}. \tag{11}$$

Подчеркнем, что заключение относится ко всем схемам без строгого сохранения мюонного заряда, которые, как нетрудно видеть, являются схемами со смешиванием нейтрино. В частности, неравенства (11) имеют место и для масс двух майорановских нейтрино, введенных в работе [8].

В рассматриваемой теории может быть вычислена вероятность распада $\mu \to e\gamma$. Используя (11), можно показать, что $\Gamma_{\mu\to e\gamma}/\Gamma_\mu < 10^{-25}$, что на много порядков ниже экспериментальной верхней границы ($2{,}2\cdot 10^{-8}$).

3. Чтобы проверить обсуждаемую здесь теорию, следует обратиться к экспериментам другого типа. Из выражений (6) и (7) следует, что векторы состояний нейтрино, испускаемых вместе с электроном и мюоном*, не являются стационарными состояниями (стационарными состояниями являются векторы состояний ν и ν'). Пучок нейтрино, образующийся, например, от π–μ-распада в рассматриваемой нами схеме, представляет собой когерентную смесь ν'_e и ν'_μ. Имеем

$$|\nu_\mu'\rangle_L = \frac{1}{2}\left[\exp\left(-\frac{im^2L}{2p}\right) + \exp\left(-i\frac{m'^2L}{2p}\right)\right]|\nu'_\mu\rangle + \\ + \frac{1}{2}\left[-\exp\left(-\frac{im^2L}{2p}\right) + \exp\left(-i\frac{m'^2L}{2p}\right)\right]|\nu'_e\rangle, \tag{12}$$

где p — импульс нейтрино в лабораторной системе, L — расстояние от точки распада, а

$$|\nu'_e\rangle = \frac{1}{2}(|\nu\rangle + |\nu'\rangle), \quad |\nu'_\mu\rangle = \frac{1}{2}(-|\nu\rangle + |\nu'\rangle). \tag{13}$$

Таким образом, в пучке нейтрино возникнут осцилляции [9], аналогичные осцилляциям в системе нейтральных K-мезонов. Опыты по поиску эффектов, связанных с осцилляциями, могли бы позволить обнаружить весьма малую разность масс m' и m (при достаточно больших L) и тем самым ответить на вопрос, смешиваются ли нейтрино.

Посмотрим, какую информацию о величине $|m' - m|$ можно получить из уже выполненных опытов. Как видно из (12), нейтрино, образующиеся при π–μ-распаде, при взаимодействии с нуклонами будут рождать как мюоны, так и электроны. Для отношения числа электронов к числу мюонов получаем

$$\left(\frac{N_e}{N_\mu}\right)_L = \frac{1-\cos\Delta L}{1+\cos\Delta L}. \tag{14}$$

Здесь

$$\Delta = (m'^2 - m^2)/2p, \tag{15}$$

*Частицы, описываемые такими состояниями, мы будем обозначать ν'_e и ν'_μ.

а L — расстояние от точки π–μ-распада до точки взаимодействия нейтрино. Используя данные ЦЕРНа [10]

$$N_e/N_\mu < (1{,}7 \pm 0{,}5)\%,$$

можно с помощью (14) оценить нижнюю границу длины осцилляций $L_0 = 1/\Delta$. Получаем $L_0 \gtrsim 200$ м. Отсюда следует, что

$$|m' - m| \lesssim 1 \text{ эВ}. \tag{16}$$

Значительно более жесткое ограничение на разность масс нейтрино может быть получено из опытов [11] по изучению процесса

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{17}$$

с реакторными антинейтрино. Для числа позитронов получаем следующее выражение:

$$N(L) = N_0(L)\,\frac{1}{2}\,(1 + \cos \Delta L), \tag{18}$$

где $N_0(L)$ — число позитронов, ожидаемое в обычной схеме с мюонным зарядом. Используя результаты работы [11], с помощью (18) можно оценить нижнюю границу длины осцилляций. Находим, что $L_0 \gtrsim 30$ м. Отсюда следует

$$|m' - m| \lesssim 10^{-1} \text{ эВ}. \tag{19}$$

Неравенства (16) и (19) показывают, что нейтринные эксперименты значительно более чувствительны в смысле возможности проверки схемы смешивания нейтрино, чем опыты типа $\mu \to e\gamma$. Это связано с тем, что в «осцилляционных экспериментах» измеряется амплитуда перехода (а не ее квадрат).

Если разность масс нейтрино значительно меньше 10^{-1} эВ, то проблему проверки рассматриваемой здесь теории могут позволить решить опыты по изучению солнечных нейтрино. Возможные эффекты, связанные с осцилляциями солнечных нейтрино, подробно рассматривались в работе [8], а также в [9, 12—14]. Очевидно, что в обсуждаемом здесь случае $\theta = \pi/4$ эти эффекты максимальны. Интенсивность детектируемых солнечных нейтрино (ν'_e) дается выражением, аналогичным (18)*:

$$I(R, p) = \frac{1}{2}\, I_0(R, p)\,(1 + \cos \Delta R), \tag{20}$$

где $I_0(R, p)$ — интенсивность нейтрино, ожидаемая в обычной схеме без осцилляций, а R — расстояние от Земли до Солнца.

---

*В рассматриваемой теории более тяжелое нейтрино распадается на более легкое и γ-квант. Учитывая (11) и (19), можно показать, что нестабильность нейтрино можно не учитывать (за время жизни нейтрино с энергией 1 МэВ проходит расстояние, на несколько порядков большее расстояния между Землей и Солнцем).

Осцилляции солнечных нейтрино могут в принципе наблюдаться, если $L_0 \lesssim R$ ($R \simeq 1{,}5 \cdot 10^8$ км — расстояние от Земли до Солнца), т.е. если

$$|m' - m| \gtrsim 10^{-6} \text{ эВ}. \tag{21}$$

Из этого неравенства видна чрезвычайно высокая чувствительность экспериментов с солнечными нейтрино [8,9].

Член $\cos R/L_0$ в выражении (20) из-за всевозможных усреднений практически исчезает. В этом случае осцилляции нейтрино приводят к соотношению

$$\bar{I} = \frac{1}{2}\bar{I}_0. \tag{22}$$

Новый детектор нейтрино, основанный на радиохимическом Ga–Ge-методе, создаваемый в настоящее время [15—17], позволит, как известно, регистрировать мягкие нейтрино, образующиеся в результате реакции

$$p + p \to d + e^+ + \nu_e \tag{23}$$

на Солнце. Поток таких нейтрино надежно вычисляется. Таким образом, величина I_0 в (20) и (22) может быть в этом случае однозначно определена (в отличие от случая нейтрино, которые образуются при распаде ^{8}B и которые может регистрировать установка Дэвиса и др. [18]). Эксперименты с детекторами, основанными на Ga–Ge-методе, весьма перспективны в смысле возможности изучения осцилляций солнечных нейтрино.

Отметим, что если угол θ в (5) отличен от $\pi/4$, то (22) заменится соотношением

$$\bar{I} = \bar{I}_0(1 - 2\sin^2\theta\cos^2\theta). \tag{24}$$

Таким образом, измерение интенсивности солнечных нейтрино позволило бы определить угол смешивания θ. Экспериментальное определение длины осцилляций — значительно более отдаленная задача.

4. Сделаем в заключение несколько замечаний. Хорошо известно, что в случае, если массы обоих нейтрино равны нулю, имеются две эквивалентные теории нейтрино: а) два двухкомпонентных нейтрино; б) два нейтрино Майораны.

Если поля двух нейтрино смешиваются, то для того чтобы подавить такие процессы, как $\mu \to e\gamma$, поля нейтрино должны входить в гамильтониан в ортогональных комбинациях. В такой теории массы нейтрино, разумеется, должны быть разными. Подчеркнем, что максимальное смешивание ($\theta = \pi/4$) представляется нам наиболее плодотворной гипотезой.

Теория, предложенная в работе [8], основана на обобщении случая б) и является, следовательно, теорией, в которой каждое из двух нейтрино с массой может находиться в двух состояниях.

Рассмотренная здесь теория основана на обобщении а) и является, следовательно, теорией, в которой каждое из двух нейтрино с массой описывается четырехкомпонентным спинором. В этой схеме нейтрино ν и ν' описываются так же, как и остальные лептоны и кварки (что, может быть, является ее достоинством),

в то время как в теории [8] нейтрино занимают особое место среди остальных фундаментальных частиц.

Следствия, вытекающие из обеих схем, практически совпадают. Отметим, однако, что в теории [8] в высших порядках теории возмущений возможен в принципе безнейтринный двойной β-распад и другие аналогичные процессы [19]. В рассмотренной здесь теории такие процессы строго запрещены.

Нам приятно поблагодарить Г.В.Мицельмахера, Л.Б.Окуня и М.И.Подгорецкого за полезные обсуждения и критические замечания.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
5 января 1976 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Marshak R.E.* // Proc. of Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1959.
2. *Bjorken J., Glashow S.L.* // Phys. Lett., 1964, vol.11, p.255.
3. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264.
4. *Salam A.* // Proc. of the Eighth Nobel Symp., J.Wiley, N.Y., 1968.
5. *Glashow S.L., Ilipoulos J., Maiani L.* // Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
6. *Eliezer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, vol.D10, p.3088.
7. *Eliezer S., Swift A.* // Preprint, 1975.
8. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493.
9. *Понтекорво Б.* // ЖЭТФ, 1967, т.53, с.1717.
10. *Bienlein J.K., Friedman A.M. et al.* // Phys. Lett., 1964, vol.13, p.80.
11. *Nezrick F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
12. *Кочаров Д., Ферберг Б.* // Препринт № 299, ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР, 1970.
13. *Bahcall J., Frautschi S.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.623.
14. *Понтекорво Б.* // УФН, 1971, т.104, с.3.
15. *Зацепин Г.Т.* // Труды конф. «Нейтрино-75», Будапешт, 1975.
16. *Поманский А.А.* // Труды конф. «Нейтрино-75», Будапешт, 1975.
17. *Lande K.* // Труды конф. «Нейтрино-75», Будапешт, 1975.
18. *Davis R., Harmer D., Hoffman K.* // Phys. Rev. Lett., 1968, vol.20, p.1205.
19. *Щепкин М.Г.* // ЯФ, 1973, т.18, с.153.

ПОИСК РАДИОАКТИВНЫХ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР*

Совместно с А.В.Куликовым

Результаты выполненного в Серпухове эксперимента по поиску новых долгоживущих частиц анализируются в рамках возможного существования сверхплотных ядер. Приведены верхние пределы сечений образования радиоактивных сверхплотных ядер при столкновении протонов высокой энергии с обычными ядрами.

I. В настоящее время вопрос о возможном существовании новых сверхплотных состояний ядерного вещества широко обсуждается теоретиками и экспериментаторами. Такие аномальные ядра впервые рассматривались Мигдалом [1,2] и затем рядом авторов [3,4]. В недавней статье Мигдала и др. [5] подробно обсуждался вопрос о стабильности аномальных ядер с точки зрения пионной конденсации, т.е. явления, которое могло бы обеспечить само их существование. Основной результат анализа состоит в том, что теория недостаточно точна, чтобы сделать определенные выводы о существовании аномальных ядер. Однако можно утверждать, что при разумных значениях ядерных констант существование таких ядер вполне возможно. Можно ожидать, что между уровнями сверхплотных ядер будут иметь место β- и γ-переходы, при этом их характерные энергии могут сильно отличаться от типичных энергий для β- и γ-переходов в обычных ядрах. Тогда возникает возможность обнаружить аномальные ядра, наблюдая эти переходы, которые, как следует из [5], вероятно, значительно более энергетичны, чем обычные переходы (50—100 МэВ вместо 1—10 МэВ).

Согласно [5], имеются, по крайней мере, три области, где могли бы существовать аномальные ядра:

1) область $Z \approx A/2$, где A — число барионов и Z — электрический заряд ядра, т.е. такая область изомерии плотности, где аномальные ядра имели бы более или менее обычные значения отношения числа протонов к числу нейтронов;

2) область $Z \ll A$, т.е. область нейтронных (или сильно нейтроноизбыточных) ядер;

3) область суперзаряженных ядер (Z очень велик), где пионная конденсация связана с сильным электростатическим полем ядра.

С экспериментальной точки зрения ясно, что в соударениях нуклонов или ядер с ядрами мишени можно надеяться образовать только *i*) ядра в области $Z \approx A/2$, если их плотность не слишком высока, и *ii*) нейтронные ядра, если они могут существовать при достаточно малых значениях A (скажем, $A < 15$, поскольку очевидно, что крайне маловероятно образование более тяжелых нейтронных ядер).

В данной работе мы сообщаем об опытах, в которых, в принципе, аномальные β- и γ-радиоактивные ядра могли бы быть образованы и обнаружены.

*Препринт ОИЯИ Р1-10202, Дубна, 1976; Phys. Lett., 1977, vol.66B, p.136.

II. На графике, где энергия, приходящаяся на один барион, отложена как функция ядерной плотности, существование сверхплотных ядер соответствовало бы минимуму при плотности n_1, большей, чем обычная ядерная плотность n_0. Сверхплотное ядро могло бы быть более тяжелым или более легким, чем соответствующее изомерное (обычное) ядро, но самопроизвольные переходы между изомерными формами должны быть сильно подавлены, так что с этой точки зрения они фактически стабильны.

Как отмечено ранее, β- и γ-переходы, типичные для сверхплотных ядер, вероятно, характеризуются энергетическим масштабом, отличающимся от масштаба, присущего обычным ядерным переходам. Это и является исходным пунктом данной работы.

Предположим, что на самом деле сверхплотные ядра существуют. Как можно образовать сверхплотные ядра в соударениях ядер или нуклонов с обычными ядрами? Этот вопрос в настоящее время совсем не выяснен, но общее мнение склоняется к тому, что наиболее выгодно исследовать соударения между тяжелыми ионами с энергиями несколько сотен МэВ на нуклон. Предполагается, хотя ни в коей мере не доказано, что при таких соударениях в ядерном веществе может возникать ударная волна, приводящая к сжатию ядерного вещества (до $n_1 / n_0 \approx 6$ [6]).

Возможно, достаточное сжатие можно получить также в нуклон-ядерных соударениях. Именно на этом основании мы представляем здесь результаты проведенных исследований.

III. В настоящее время некоторые опыты, предназначенные для поисков сверхплотных ядер, уже выполнены. Проводился поиск примеси сверхплотных ядер в обычном веществе (с отрицательным результатом) при попытке наблюдать протоны с энергией 600—800 МэВ, рассеянные назад с крайне высокой передачей импульса мишени [7]. Получен верхний предел для примесей таких аномальных ядер в обычном веществе, равный 10^{-8}. Кроме того, искали [8] сверхплотные изотопы Rn, пытаясь обнаружить гамма-лучи высокой энергии, испускаемые при захвате тепловых нейтронов. Концентрация сверхплотных изотопов Rn оказалась меньше 10^{-29} атомной концентрации Si на Земле.

Соударения с ядрами Pb ионов Ar с энергиями 1,1—1,6 ГэВ на нуклон исследовались [9] с надеждой найти при очень малых углах сверхплотные фрагменты, которые могли бы быть выбиты вперед в результате сжатия от ударной волны. Верхний предел сечения испускания сверхплотных фрагментов находится в области $5 \cdot 10^{-25}$—10^{-33} см^2. Сверхплотные ядра искали также в космическом излучении и лунном веществе [10].

IV. В настоящей работе мы излагаем некоторые результаты, которые можно извлечь из опыта [11], выполненного на серпуховском ускорителе с другой целью, а именно: обнаружить возможное образование новых метастабильных частиц, захваченных внутри ядер (аналогично захвату Λ-частиц в гиперядрах). В этом исследовании проводился поиск запаздывающего излучения высокоэнергетичных электронов, гамма-лучей и пионов от свинцовой мишени при бомбардировке ее протонами с энергией 60 и 70 ГэВ. Измерения выполнялись во временных интер-

валах между импульсами ускорителя. Система детектирования, описанная в [11], включала сцинтилляционные счетчики, искровые камеры, спектрометр полного поглощения и работала на линии с вычислительной машиной БЭСМ-3М. Аппаратура была чувствительна к распадам с временем жизни в интервале между $5 \cdot 10^{-3}$ с и одним днем. При этом энергетический порог для электронов и гамма-лучей соответственно составлял $E_e \gtrsim 45$ МэВ, $E_\gamma \gtrsim 60$ МэВ. Еще ранее [12] мы исследовали экспериментально испускание запаздывающих гамма-лучей ($E_\gamma \gtrsim 60$ МэВ) мишенями из Al и W при бомбардировке их протонами с энергией 70 ГэВ. Доступное измерению время жизни лежало в диапазоне 6 ч $\lesssim \tau \lesssim$ 10 лет.

С точки зрения предмета настоящей статьи наши опыты представляют интерес тем, что возможное образование сверхплотных радиоактивных ядер в мишени, бомбардируемой протонами с энергией 70 ГэВ, могло бы быть обнаружено наблюдением бета- и гамма-радиоактивности с характерной энергией выше порога нашего детектора. Конечно, при современных знаниях, открытым остается вопрос относительно того, возможны ли переходы от обычной к сверхплотной фазе ядерного вещества в соударениях высокоэнергетичных протонов с ядрами.

Приведенные в [11,12] верхние пределы сечений образования квазиядер, распадающихся с испусканием высокоэнергетичных частиц (электронов или фотонов), могут быть интерпретированы и интерпретируются нами в настоящей статье как верхние пределы сечения образования сверхплотных радиоактивных ядер для различных времен жизни τ. Результаты приведены на рис.1. Для каждой кривой указаны вещество мишени и энергия налетающих протонов; пороги детектора электронов и гамма-лучей приведены ранее.

В дополнение к серпуховским данным, на рис.1 показаны также значения верхних пределов сечения образования новых частиц, которые получены в поисковом опыте в Батавии [13]. Выполненный в Фермилаб опыт, с точки зрения темы настоящей заметки, близок к нашему, так что спекуляции относительно возможного образования сверхплотных радиоактивных ядер применимы и в этом случае.

По нашему мнению, самые существенные данные получены на Pb- и W-мишенях, так как в тяжелых элементах образование сверхплотных ядер априори более правдоподобно из-за самой природы явления пионной конденсации.

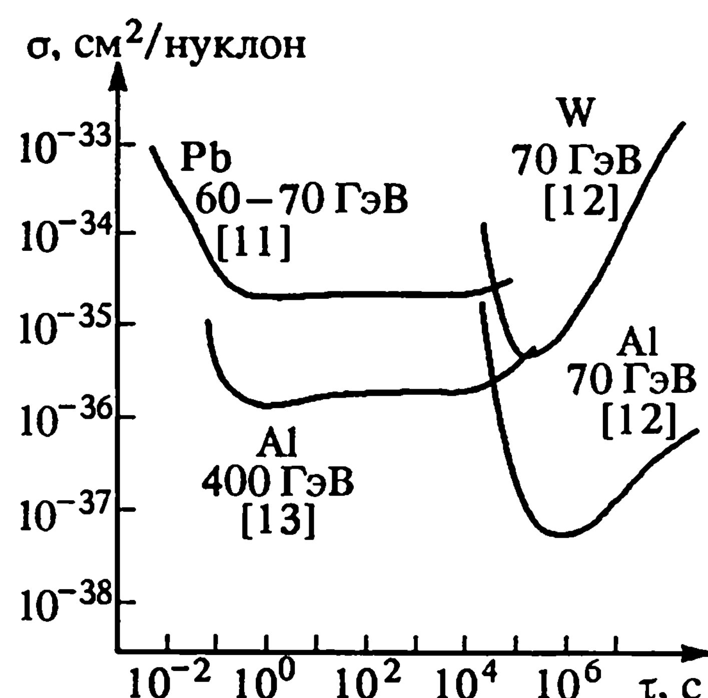


Рис.1. Верхние пределы сечения σ образования сверхплотных радиоактивных ядер, имеющих время жизни τ, в столкновениях высокоэнергетичных протонов с мишенями из Al, Pb и W

В заключение сделаем некоторые замечания относительно интерпретации эксперимента. Хотя в настоящее время ничего нельзя сказать о положении ядер-

ных уровней, вероятностях γ-переходов и других характеристиках сверхплотных ядер, тем не менее, в ограниченной степени, можно судить о некоторых свойствах их β-распада.

Порог нашего детектора для β-лучей составлял, как отмечалось ранее, около 45 МэВ. Очень грубо можно полагать, что времена жизни ядер относительно β-распада пропорциональны E^{-5} (E — максимальная энергия в спектре β-электронов). Примем величину 2 МэВ как типичную энергию обычных β-переходов. Из имеющихся данных о радиоактивных элементах можно видеть, что кратчайшие времена жизни τ, соответствующие этой энергии, составляют $\tau \sim 10$ с для $A < 50$ и $\tau \sim 100$ с для $A > 50$. Тогда можно ожидать, что кратчайшие времена жизни, соответствующие энергии $E = 45$ МэВ (в случае сверхплотных ядер) будут порядка $\tau \sim 10^{-6}$ с для $A < 50$ и $\tau \sim 10^{-5}$ с для $A > 50$. Эти значения существенно меньше, чем минимальное исследованное нами время жизни — 5 мс. Однако из ядерных данных можно видеть, что для данной энергии 2 МэВ времена жизни обычных β-переходов простираются от уже указанных минимальных значений до значений, на ~5 порядков больших. Поэтому можно заключить, что 5 мс не является непременно слишком большой величиной времени жизни, если сверхплотные ядра испускают β-лучи с энергией 45 МэВ и, следовательно, наша аппаратура могла зарегистрировать часть соответствующих процессов β-распада. Конечно, уменьшение доступных исследованию времен жизни и/или снижение порога регистрации β-лучей было бы желательно в будущих экспериментах.

В связи с развитием ускорителей релятивистских ядер становится возможным дальнейшее применение нашего метода регистрации запаздывающих излучений высокой энергии [11,12,14] в опытах по поискам сверхплотных ядер. Появление ударных волн, способных обеспечить достаточное сжатие ядерного вещества, кажется более вероятным в соударениях двух тяжелых ядер, чем в соударениях нуклонов с ядрами.

Поэтому опыты, в которых поиски сверхплотных ядер выполняются методом регистрации запаздывающих высокоэнергетичных излучений, могут быть перспективными на ускорителях релятивистских тяжелых ионов.

В заключение нам приятно поблагодарить наших коллег Г.Алексеева, А.Зайцева, Н.Калинину, В.Круглова, В.Кузнецова, А.Купцова, Л.Неменова, Д.Хазинса, И.Чурина, вместе с которыми выполнялись опыты, а также А.Мигдала, В.Галицкого, О.Маркина, И.Мишустина, В.Карнаухова, С.Поликанова, Г.Сорокина за полезные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
1 ноября 1976 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мигдал А.Б.* // ЖЭТФ, 1971, т.61, с.2209.
2. *Migdal A.B.* // Phys. Lett., 1974, vol.52B, p.172.
3. *Lee T.D., Wick G.C.* // Phys. Rev., 1974, vol.D9, p.2291.

4. *Lee T.D.* // Rev. Mod. Phys., 1975, vol.47, p.267.
5. *Migdal A.B., Sorokin G.A., Markin O.A., Mishustin I.N.* Pion Condensation and Stability of Abnormal Nuclei. Preprint of the Landau Institute for Theoretical Physics, 1976.
6. *Sobel M.I. et al.* // Nucl. Phys., 1975, vol.251A, p.502.
7. *Frankel S. et al.* // Phys. Rev., 1976, vol.C13, p.737.
8. *Holt R. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.183.
9. *Price P.B., Stevenson J.* // Phys. Rev. Lett., 1975, vol.34, p.409.
10. *Price P.B.* // Bull. Am. Phys. Soc., 1975, vol.20, p.594.
11. *Алексеев Г.Д. и др.* // ЯФ, 1976, т.23. с.1190.
12. *Демьянов А.В. и др.* // ЯФ, 1971, т.13, с.786.
13. *Frankel S. et al.* // Phys. Rev., 1975, vol.D12, p.2561.
14. *Pontecorvo B.* // Evolution of Particle Physics N.Y.: Academic Press Inc., 1970, p.210.

AGAIN ON NEUTRINO OSCILLATIONS*

In collaboration with S.M.Bilenky

The general case is treated of a weak interaction theory in which a term violating lepton charges is present. In such a scheme the particles with definite masses are Majorana neutrinos ($2N$ if in the weak interaction participate N four-component neutrinos). Neutrino oscillations are discussed and it is shown that the minimum average intensity at the Earth of solar neutrinos is $1/2N$ of the intensity expected when oscillations are absent.

1. The question of oscillations in neutrino beams has been discussed for some time [1—7]. To start with, we list below the various schemes which have been treated recently.

i) In reference [6] neutrino oscillations were considered on the basis of a theory [8,6] of the weak interaction of four leptons, which is fully analogous to the theory of the weak interaction of four quarks [9]. In this scheme the two neutrinos fields ν and ν', describing particles with definite masses m and m' different from zero, enter the interaction through the two orthogonal combinations

$$\nu_e = \nu \cos\theta + \nu' \sin\theta, \quad \nu_\mu = -\nu \sin\theta + \nu' \cos\theta,$$

where θ is a mixing angle, which a priori has nothing to do with the hadron Cabibbo angle. In this scheme ν_e and ν_μ are not stationary states and the oscillations $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$, $\bar{\nu}_e \rightleftarrows \bar{\nu}_\mu$ arise, the origin of which can be traced to the mass difference $|m - m'|$. Let us emphasize here that, first, in this scheme the overall number of neutral lepton states is 8 (2 four-component neutrinos) and that, second, in the case of maximum mixing ($\theta = \pi/4$), the properly averaged intensity of ν_e at large distances from a source of ν_e (let us say the Sun) is equal to 1/2 of the intensity expected when oscillations are absent.

ii) In references [5], [7] a scheme was considered which is a generalization of the preceding case to that of N four-component neutrinos with masses different from zero ($4N$ states). Here too oscillations will take place, as the particles entering the weak interaction will not be described by stationary states and will be orthogonal mixtures of the mass eigenstates. As an example, if the mixing is maximum, the average intensity at the Earth of ν_e from the Sun is equal to $1/N$ of the intensity of solar neutrinos expected in the absence of oscillations. Let us note that in references [10, 11] arguments are given in favour of the hypothesis that in nature there are more than two neutral leptons.

iii) In the preceding schemes the lepton charge is supposed to be strictly conserved. In reference [2] the case is considered of lepton charge violation. It is

*Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569—574.

assumed that there exist two types of neutrinos with only four states. This means, in fact, that the bare particles have masses equal to zero; neutrino masses arise through the interaction which violates the lepton charge. In such a scheme the particles with definite masses are two Majorana neutrinos with different masses, while ν_e and ν_μ are no longer stationary states. The only oscillations which arise are $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ and $\bar{\nu}_e \rightleftarrows \bar{\nu}_\mu$.

The schemes i) and iii) are clearly different in their physical content, but as far as oscillations are concerned, they give identical results. For example they both lead to a decrease of the average intensity of ν_e at the Earth from the Sun by a factor of two at most with respect to the «expected» intensity.

2. In the present paper we discuss a scheme which is a generalization of all the preceding schemes. Let us assume that the masses of ν_e and ν_μ are different from zero (8 states in all). The usual charged current has the form

$$j_a = (\bar{\nu}_{eL}\gamma_a e_L) + (\bar{\nu}_{\mu L}\gamma_a \mu_L), \qquad (1)$$

where

$$\nu_{eL} = \frac{1+\gamma_5}{2}\nu_e$$

and so on. Obviously the current (1) conserves muon and lepton charges.Only the left components of the lepton fields participate in the above currents; however, the right components of neutrino fields could participate in the weak interaction together with new charged leptons, as it is required by vector-like theories [10,11]. Let us now suppose that in the Hamiltonian an additional term is present which violates lepton and muon charges. As we shall see, this implies that the particles with definite masses are Majorana neutrinos (obviously four, as we started with two four-component spinors).

If CP invariance is assumed for simplicity, the Hamiltonian describing the above mentioned violations of leptons charges is

$$H_I = \bar{\nu}_R^c M_1 \nu_L + \bar{\nu}_L^c M_2 \nu_R + \bar{\nu}_L M_3 \nu_R + \text{h.c.}, \qquad (2)$$

where $\nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$ (here ν_e and ν_μ are the neutrino fields, $\nu_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\nu$)

$$M_i = \begin{pmatrix} m_{ee}^{(i)} & m_{\mu e}^{(i)} \\ m_{\mu e}^{(i)} & m_{\mu\mu}^{(i)} \end{pmatrix} (i = 1, 2), \quad M_3 = \begin{pmatrix} 0 & m_{e\mu}^{(3)} \\ m_{\mu e}^{(3)} & 0 \end{pmatrix}.$$

ν^c is the charge-conjugated spinor, and the parameters m_{ee}, etc., have the dimensions of a mass and characterise the various lepton charge violations. Let us

remark here that parity conservation of the interaction (2) would imply that $M_1 = M_2$ and $m^{(3)}_{\mu e} = m^{(3)}_{e\mu}$.

The first term of expression (2) is the Hamiltonian introduced in reference [2]:

$$\bar{\nu}^c_R M_1 \nu_L + \text{h.c.} = m^{(1)}_{ee} \bar{\nu}^c_{eR} \nu_{eL} + m^{(1)}_{\mu\mu} \bar{\nu}^c_{\mu R} \nu_{\mu L} + m^{(1)}_{\mu e} (\bar{\nu}^c_{eR} \nu_{\mu L} + \bar{\nu}^c_{\mu R} \nu_{eL}) + \text{h.c.} \quad (3)$$

The second and third terms in expression (2) are connected with the starting assumptions (two four-component massive neutrinos). In addition to the Hamiltonian (2), the present scheme implies a lepton charge conserving mass term

$$H_0 = \bar{\nu}_L M_0 \nu_R + \text{h.c.}, \quad (4)$$

where

$$M = \begin{pmatrix} m_e & 0 \\ 0 & m_\mu \end{pmatrix} \quad (5)$$

and m_e, m_μ are the bare masses of the four component neutrinos. It is easy to see that the Hamiltonian $H = H_0 + H_I$ can be written:

$$H = \bar{\chi}_1 M_1 \chi_1 + \bar{\chi}_2 M_2 \chi_2 + \bar{\chi}_1 M_{12} \chi_2 + \bar{\chi}_2 M^T_{12} \chi_1 . \quad (6)$$

where

$$M_{12} = \frac{1}{2}(M_0 + M_3) \quad (7)$$

and

$$\chi_1 = \nu_L + \nu^c_R = \begin{pmatrix} \nu_{eL} + \nu^c_{eR} \\ \nu_{\mu L} + \nu^c_{\mu R} \end{pmatrix}, \quad \chi_2 = \nu_R + \nu^c_L = \begin{pmatrix} \nu_{eR} + \nu^c_{eL} \\ \nu_{\mu R} + \nu^c_{\mu L} \end{pmatrix} \quad (8)$$

are four Majorana fields. Compactly the expression (6) has the form

$$H = \bar{\chi} M \chi, \quad (9)$$

where $\chi = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$ and M is the 4×4 matrix

$$M = \begin{pmatrix} M_1 & M_{12} \\ M^T_{12} & M_2 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

The diagonalization of this matrix gives

$$H = \sum_{i=1}^{4} m_i \bar{\phi}_i \phi_i . \quad (11)$$

Here are eigenvalues of the matrix (10), and

$$\phi_i = \sum_{\sigma=1}^{4} U_{i\sigma} \chi_\sigma , \quad (12)$$

where U is the orthogonal 4×4 matrix which diagonalizes the matrix (10). It is seen that particles with definite masses m_i are four Majorana neutrinos described by the fields ϕ_i. The neutrino fields which do participate in the usual weak interaction are a coherent superposition of ϕ_i and the corresponding particles ν_e, ν_μ, $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ are no more described by stationary states. According to (12), the state vector at the time t of a beam, which initially $(t=0)$ consists of ν_e or ν_μ, is

$$\sum_{\sigma'=1,2} \mathcal{A}_{\sigma\sigma'}(t)\,|\nu_{\sigma' L}\rangle + \sum_{\sigma'=3,4} \mathcal{A}_{\sigma\sigma'}(t)\,|\bar{\nu}_{\sigma' L}\rangle \qquad (\sigma=1,2), \tag{13}$$

where

$$\mathcal{A}_{\sigma\sigma'}(t) = \sum_{i=1}^{4} U_{i\sigma}\, e^{-iE_i t}\, U_{i\sigma'} \tag{14}$$

and E_i is the energy in the lab. syst. The state vector of a beam which initially consists of $\bar{\nu}_e$ or $\bar{\nu}_\mu$ is clearly

$$\sum_{\sigma'=1,2} \mathcal{A}_{\sigma\sigma'}(t)\,|\bar{\nu}_{\sigma' R}\rangle + \sum_{\sigma'=3,4} \mathcal{A}_{\sigma\sigma'}(t)\,|\nu_{\sigma' R}\rangle \qquad (\sigma=1,2). \tag{15}$$

From expressions (13) and (15) one can easily obtain the probability of finding any given type of neutrinos, (interacting or not interacting through the usual weak interaction (1)), at the time t for any initial $(t=0)$ neutrino state. For example the intensity $I_{\nu_e}(R,p)$ of usual electron neutrinos with momentum p at a distance R from a source of ν_e is*:

$$I_{\nu_e}(R,p) = I^0_{\nu_e}(R,p)\left[\sum_i U^4_{il} + \sum_{i\neq k} U^2_{il} U^2_{kl} \cos\left(2\pi \frac{R}{L_{ik}}\right)\right], \tag{16}$$

where $L^0_{\nu_e}(R,p)$ is the intensity of ν_e which would be expected in the absence of oscillations,

$$L_{ik} = \frac{4\pi p}{|m_i^2 - m_k^2|} \tag{17}$$

are oscillation lengths. The physical consequences of oscillation phenomena described by the expression (16) and by similar expressions will be observable only if the oscillation lengths are comparable with or smaller than the distance from the source to the detector.

3. Recent measurements [12] of the β spectrum of ^3H yield a value $m_{\bar{\nu}} < 35$ eV; interpreted according to the point of view expressed in Ref.16, (substantial mixing),

*We denote here usual electron and muon neutrinos and antineutrinos ν_e, ν_μ, $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$. New particles will be denoted in a self-explanatory way, for example, ν_{eR}, etc.

they suggest that the masses of all the Majorana neutrinos are less than 35 eV. Reactor experiments [13], in which the cross section for the process $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ was measured, imply that $|m_i - m_k| \lesssim 1$.

In order to observe some consequences of oscillation phenomena one should work with relatively low energy neutrinos at sufficiently large distances between the detector and the neutrino source, that is one should consider experiments at reactor, meson factories and especially solar neutrino experiments [14—16]*.

This last case can be treated in terms of expression (16). According to any realistic situation one must average the expression (16) over the neutrino spectrum, the dimensions of the active Sun region, and so on. The relation between the average intensity I_{ν_e} and the intensity $I^0_{\nu_e}$ expected in absence of oscillations can be written as

$$I_{\nu_e} = \delta I^0_{\nu_e} . \tag{18}$$

In our case

$$\delta = \sum_{i=1}^{4} U^4_{i1} . \tag{19}$$

It is easy to see that $\delta_{min} = 1/4$, which is obtained when all the values U^2_{i1} are equal.

Such maximum decrease in the expected intensity of ν_e is connected with oscillations of the type $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$, $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$, $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{\mu L}$. As far as the weak interaction involving charged currents is concerned, low energy particles ν_μ, $\bar{\nu}_{eL}$, $\bar{\nu}_{\mu L}$ are «sterile»**, so that the intensity of detectable neutrinos decreases at most by a factor four, as it was already stated above. Note that in the scheme ii) with four types of neutrinos a value $\delta_{min} = 1/4$ is obtained as well as in our scheme with only two types of neutrinos.

Thus the problem as to whether neutrinos taking place in the weak interaction are a coherent superposition of massive particles can be solved, in principle, by measuring the intensity I_{ν_e} of solar neutrinos and comparing it with the intensify $I^0_{\nu_e}$ which would be expected in absence of oscillations. Clearly the last intensity must be estimated in a reliable way. This requirement implies that one must detect neutrinos from the main thermonuclear reaction on the Sun $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ (and/or from the reaction $e^- + p + p \rightarrow d + \nu_e$); fortunately the possibility of fullfilling such a program is

*Some consequences of neutrino oscillations for the neutrino astronomy of the Sun have been previously discussed in Refs. 1—7.

**«Stenlity», however, is a relative notion, low energy particles ν_μ, $\bar{\nu}_{eL}$, $\bar{\nu}_{\mu L}$ could be scattered due to possible neutral currents and in principle might be detectable in the future. Incidentally, in addition to ν_μ at high energy $\bar{\nu}_{eL}$, $\bar{\nu}_{\mu L}$ might be active because of possible right charged currents.

becoming real with the recent development of the Ga-Ge radiochemical method of detecting low energy neutrinos [17,18].

4. So far we have been discussing the case of two four-component neutrinos under the assumption that in the Hamiltonian a term violating the lepton charges is present. This implies that the particles with definite masses are four Majorana neutrinos. If N four-component neutrinos participate in the weak interaction under the same assumptions, the field of every one of them will be a mixture of $2N$ Majorana fields*. The minimum mean intensity of non-sterile neutrinos, let us say solar ν_e, is $1/2N$ of the intensity expected in the absence of oscillations, that is $\delta_{\min} = 1/N$. Should oscillations really exist in nature and should N turn out to be uncomfortably large, the future of neutrino astronomy probably will have to rely on the detection of neutral current processes, a very difficult task indeed.

5. In conclusion let us stress that the main points related to oscillation phenomena are: finite neutrino masses, neutrino mixing, lepton charge violation, number of neutrino types. Thus the questions which might be answered in experiments based on the neutrino oscillation ideology directly concern the very nature of neutrinos.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna May 31, 1976

REEERENCES

1. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.88, p.549; 1958, vol.34, p.847; 1967, vol.53, p.1717.
2. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493.
3. *Bahcall J., Frautschi S.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.623.
4. *Pontecorvo B.* // Uspekhi Fiz. Nauk., 1971, vol.104, p.3.
5. *Pontecorvo B.* // ZhETF Pis. Red., 1971, vol.18, p.881.
6. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.
7. *Fritzsch H., Minkowsky P.* // Preprint CALT-68-525.
8. *Eliezer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, vol.D10, p.3088.
9. *Glashow S.L., Iliopoulos J.I., Maiani L.* // Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
10. *Fritzsch G., Gell-Mann M., Minkowsky P.* // Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.256.
11. *De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L.* // Phys. Rev., 1975, vol.D12, p.3589.
12. *Tretjakov E.F. et al.* // Preprint ITEF, 1976, No. 15.
13. *Nezrik F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
14. *Deuis R. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.5;
    Bahcall J., Bavis R. // Science, 1976, vol.191, p.864.
15. *Bahcall J.N.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.29.
16. *Pontecorvo B.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.349.
17. *Pomansky A.A., Sevastijanov A.I.* // Proc. Conf. «Neutrino-75», Balaton, Hungary, 1975, vol.2, p.383.
18. *Davis P. et al.* // Proc. of Int. Seminar, Leningrad, August, 1974.

*In this scheme the analogy between leptons and quarks is not lost. The quarks and the charged leptons, which do have baryon and/or electrical charges, participate in the weak interaction as four-component spinors; neutral leptons, not having any charge, are (two component) Majorana fermions, whereby only mixtures of them do enter the weak interaction. It would be attractive from an aesthetic point of view if in the lepton family all the neutral mass eigenstates were described by Majorana fields.

OSCILLATIONS IN NEUTRINO BEAMS: STATUS AND POSSIBILITIES OF OBSERVATION*

In collaboration with S.M.Bilenky

This review paper deals with the problem of possible oscillations in vacuum between different neutrino states. The ultimate sensitivity of oscillation experiments at various neutrino facilities (Sun, reactors, accelerators) is given in terms of a parameter, which is a function of the neutrino masses. Possible experiments are of the relative type, when one would look for a cosinusoidal term in the intensity of detected neutrinos, and of the absolute type, when the cosinusoidal term is vanishing as a result of averaging, and one would compare the absolute intensity of neutrinos of a given type with that expected in absence of oscillations. Various oscillation schemes are discussed, in which the two neutrinos with definite masses are described either by Majorana or Dirac fields. Schemes with N types of neutrinos ($N > 2$) are presented.

1. Introduction

The possibility that neutrinos in vacuum «oscillate» between different states was discussed a long time ago [1], when there appeared reports, later not confirmed, of lepton non-conservation. Since only one type of neutrinos was known at the time, possible lepton charge violations could have meant only oscillations of the type neutrino $\rightleftarrows$ antineutrino. It was natural (see the case i in Table 2) to describe possible oscillations $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}_L$ in terms of Majorana neutrinos ν_1 and ν_2 with different masses m_1 and m_2 (four states in all): coherent superpositions of the two Majorana fields would describe the four particles** ν, $\bar{\nu}$, ν_R, $\bar{\nu}_L$ of which the first two were familiar objects, the last two are «sterile»***. In the case just mentioned, which is not realistic (because in nature there are at least two types of neutrinos), as well as in realistic cases which will be discussed below, there is a close analogy between neutrino oscillations and oscillations $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$: ν_1 and ν_2 are analogous to K_S^0 and K_L^0 (they have definite masses); the particles participating in the weak interaction $\nu_{e,\mu}$ and $\bar{\nu}_{e,\mu}$ are analogous to K^0 and $\bar{K}^0$ (they are not described by stationary states); the weak interaction of neutrinos is analogous to the strong interaction of kaons; some kind of superweak interaction of neutrinos, namely the interaction which, in a general case, would violate lepton charge conservation (what distinguishes ν_e from $\bar{\nu}_e$, ν_μ from $\bar{\nu}_\mu$)

*JINR Preprint E2-10032, Dubna, 1976. Invited talk at the International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, July, 1976.

**Usual neutrinos and antineutrinos are denoted ν, $\bar{\nu}$. «Unusual» particles are denoted in a self-explanatory way, for example ν_R, etc. Particles with definite masses (Majorana as well as Dirac particles) will be denoted ν_1, ν_2, ...

***The notion of sterility of neutrinos plays a very important role and will be discussed later.

and/or mix the various neutrinos ν_e, ν_μ, ... between themselves, is analogous to the weak interactions of kaons. The main differences between kaon and neutrino oscillations are:

i) While $|m_S - m_L| << m_K$, $|m_1 - m_2|$ may well be of the order of the neutrino masses.

ii) The kaons are bosons, while neutrinos are fermions, a fact which leads to kaon oscillations with only two states, while neutrino oscillations may exist only if there are at least four states.

iii) Kaons are unstable, while neutrinos are (as far as we know) practically stable (the electromagnetic decay of the «heavy» neutrinos into light ones can be neglected.

iv) Kaon oscillations have the maximum amplitude, while neutrino oscillations not necessarily so.

It was recognised that an experimental search for neutrino oscillations would be essential in the investigations of the problem of possible lepton charge violations (amplitudes are measured, instead of squared amplitudes, which are relevant in conventional methods of searching for lepton charge violations). It was also pointed out that the neutrino oscillation problem should have a bearing on the astrophysical interpretation of the first solar neutrino experiments, which had not yet been initiated. Reactor, accelerator and solar neutrino experiments were discussed in terms of neutrino oscillations, and it was shown that the sensitivity of oscillation experiments is indeed very high [2]. In the simplest case the oscillation length is

$$L = \frac{2\pi p}{|m_1 - m_2| (m_1 + m_2)/2} = \frac{4\pi p}{|m_1^2 - m_2^2|}, \qquad (1)$$

where p is the neutrino momentum. For the case of maximum oscillation amplitude and when the transition from a given neutrino state (say ν_e) is possible only into another single state (ν_μ), the intensity is given by the expression

$$I_{\nu_e}(R, p) = \frac{1}{2} I^0_{\nu_e}(R, p) (1 + \cos 2\pi\frac{R}{L}), \qquad (2)$$

where $I_{\nu_e}(R, p)$ is the intensity of ν_e, with momentum p at distance R from a source of ν_e and $I^0_{\nu_e}(R, p)$ is the intensity of ν_e which would be expected if oscillations were absent. A quantitative theory of neutrino oscillations was first given in Ref.3.

2. Sensitivity of Oscillation Experiments at Various Neutrino Facilities

The physical effects of oscillations may be observable only if the oscillation length is comparable or smaller than the distance from the source to the detector. Thus, as it is suggested by expressions (1), (2), it is advantageous to perform experi-

ments with relatively low energy neutrinos and at sufficiently large distances R. Experiments with reactors imply $p \gtrsim 1$ MeV, $R \lesssim 100$ m, experiments at meson factories imply $p \gtrsim 10$ MeV, $R \lesssim 100$ m, experiments at high energy accelerators imply $p \gtrsim 1$ GeV, $R \lesssim 10$ km, solar neutrino experiments imply $p \gtrsim 200$ KeV, $R \cong 150 \cdot 10^6$ km (the Sun–Earth distance) The ultimate sensitivity of the oscillation method (that is the sensitivity when the maximum oscillation amplitude is assumed) is obtained from the condition $L \lesssim R$ for various experimental facilities in terms of the parameter

$$M^2_{\min} = 4\pi \frac{p_{\min}}{R_{\max}}$$

(see Table 1, which of course has only value of illustration)*.

Table 1

Neutrino source	$p_{\min}$ (MeV)	$R_{\max}$ (km)	$M^2_{\min}$ (eV^2)
Reactor	1	0.1	0.03
Meson factory	10	0.1	0.3
High energy accelerator	1000	10	0.3
Sun	0.2	$150 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^{-12}$

For values of $M^2 \gtrsim M^2_{\min}$, where $M^2 = |m_1^2 - m_2^2|$, oscillation effects might be observable.

Already now from a reactor experiment [4], showing that the $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ cross section is about equal to value expected in absence of oscillations, and from an accelerator experiment [5], showing that the $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ cross section is at most 2% of the $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ cross section, it is known that M^2 cannot be much larger than 1 eV^2. An upper limit of ~1 eV is obtained for $|m_1 - m_2|$. An idea of the sensitivity of oscillation methods can be obtained by comparing the values of $M_{\min}$ with the best direct measurement [6] of the neutrino mass ($m_{\nu_e} \leq 35$ eV); one may see, that if solar neutrino experiments are performed in a way which is relevant from the point of view expressed here, one may hope for an improvement by many orders of magnitude in measuring upper limits of neutrino (differences of) masses.

*This Table is quite conservative; for example, at the Tbilisi Conference A.K.Mann reported on a proposal to detect neutrino oscillations from Fermilab accelerator with $R \cong 1000$ km (Mann A.K., Primakoff Y. // Preprint, Univ. of Penn., 1976).

3. Relative and Absolute Measurements

In principle there are two ways of looking experimentally for oscillation effects.

a) One is to observe the oscillating term of equation (2) in relative measurements. Relative measurements might be performed only if M^2 is relatively large, more than say 0.3 eV^2 by using neutrino detectors of good energy resolution: at meson factories, where the spatial smearing of the neutrino source is less severe than at other facilities, or at high energy accelerators, if the decay path of the neutrino generating mesons is much less than the oscillation length.

A good way of revealing oscillations would be to measure at a given distance R from the effective source of neutrinos the ratio r between the intensities of electron and muon neutrinos as a function of their momentum p. If the dimensions of the neutrino detector may be neglected and if the intensity of ν_e at the neutrino source location is negligible r will vary with momentum as follows

$$r(p) = \frac{I_{\nu_e}}{I_{\nu_\mu}} = \frac{1 - \cos a/p}{1 + \cos a/p},$$

where a is a constant equal to $\frac{1}{2}R\,|m_1^2 - m_2^2|$ (this expression of r is given for maximum oscillation amplitude).

At reactor facilities one might observe relative effects of oscillations by measuring in some way the antineutrino spectrum. This spectrum at the place where $\bar{\nu}_e$ are emitted is more less known and could be measured more accurately by determining the spectrum of electrons in fission (at saturation). According to (1) and (2) the spectrum of $\bar{\nu}_e$ far away from the source is distorted. Thus a measurement of the spectrum of electrons emitted in the reaction $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$ in principle might permit one to see the spectrum distortion.

As far as neutrino astronomy is concerned, the possibilities of doing relative measurements have been discussed in some detail early [3,7,8]. Briefly, relative experiments are to remote at the present time and would require neutrino detectors of an incredibly high energy resolution.

b) In the second way of looking for oscillation effects, relative measurements connected with the oscillation term of equation (2) (which on averaging is equal to zero) are not made; one is to compare the absolute intensity of a given type of neutrinos, say ν_e, measured at a given distance from a source of neutrinos (say ν_e or ν_μ) with that which is expected at the same distance in absence of oscillations. This method can be used at all the facilities listed in Table 1 (in particular, at high energy accelerators one would measure the presence of ν_e at large distances from a source of ν_μ).

If $M^2 \ll 0.01$ eV^2, the only hope of revealing oscillation effects is based on cosmic ray neutrino, especially on solar neutrino experiments. Absolute solar neutrino experiments will be considered below.

According to any real situation, one must average the expression (2) over the neutrino spectrum, the neutrino active region of the Sun, etc.; thus the expression (2), if $L \lesssim R$, becomes simple $\overline{I}_{\nu_e} = I^0_{\nu_e}/2$. The value $I^0_{\nu_e}/2$ is the minimum intensity of ν_e (maximum loss of intensity) which corresponds to the maximum oscillation amplitude (assumed in expression (2)). For various types of oscillations which are considered further, we may write for maximum mixing

$$\overline{I_{\nu_e}} = \delta_{min}\overline{I^0_{\nu_e}}, \tag{3}$$

where δ_{min} is the minimum value of the decrease coefficient given in Table 2. Of course together with electron neutrinos, the intensity of which is $\delta_{min}\overline{I^0_{\nu_e}}$ at the place of measurement, there are other types of «sterile» neutrinos with an intensity $(1 - \delta_{min})\overline{I^0_{\nu_e}}$, which are called sterile, because they are undetectable (at least by the detector which is being used). These sterile neutrinos may be of different types, depending on the type of oscillations which are considered, that is depending upon the interaction which is responsible for lepton charge violation and for mixing. Their sterility may be connected with the energy (for example ν_μ cannot be detected through the charged current channel if their energy is not larger than the muon mass), with the character of the usual weak interaction («right» neutrinos, even if they exist, would be practically undetectable, etc.). The sterility, however, is a relative notion: low energy particles (like ν_μ, as well as any new type of neutrinos) could be scattered because of possible neutral currents and in principle might be detectable in the future; «right» neutrinos might be active together with new heavy charged leptons, etc.

It is clear from the above discussion that the «theoretical» intensity $I^0_{\nu_e}$ must be estimated reliably [7,8,10]. This requirement implies that one should preferably detect solar neutrinos from the main thermonuclear reaction in the Sun $p + p \to d + e^+ + \nu_e$ (and $e^- + p + p \to d + \nu_e$). Fortunately the possibility of fulfilling such a program arose recently with the development of the Ga–Ge radiochemical method of detecting neutrinos [11,12]*.

In cosmic ray neutrino physics the appearance of sterile neutrinos (active or not) through oscillations might occur in a number of situations, which will not be discussed here. Let us mention only that in Ref.14 it was shown that the presence of («sterile-active») neutrinos of a new type, interacting together with heavy charged leptons in the weak interaction, could explain the apparent discrepancy between the Kolar goldmine events [15] and the accelerator evidence, if the oscillation length is about 100 km (distances $R \simeq 100$ km are quite typical for high energy neutrinos

*For the state of the well-known Cl–Ar solar neutrino experiment see Ref.13.

generated in the atmosphere and detected under the earth surface at a depth of few km of water equivalent).

4. Various Oscillation Schemes

When it was found that there exist (at least) two types of neutrinos, the theoretical description of hypothetical oscillations became a more subtle problem, and the question arose about the various types of oscillations which might exist in nature. There are several schemes of lepton charge violation and mixing which lead to different oscillations, tabulated in Table 2, but below attention is paid only to the more attractive schemes.

Table 2. Schemes of neutrino oscillations

No	Number of neutrino types	Lepton charge violation	Mixing	Number of neutrino states	Neutrino bare masses	Particles with definite masses	Typical oscillations in available ν_e beams	δ_{min}	Ref.
i	one	yes		4	≠0	2 Majorana neutrinos	$\nu \rightleftarrows \bar{\nu}_L$	1/2	[1]
1	two (electron and muon)	yes	yes	4	0	2 Majorana neutrinos	$\nu_2 \rightleftarrows \nu_\mu$	1/2	[3]
2	—"—	yes	no	8	≠0	4 Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$	1/2	[2]
3	—"—	no	yes	8	≠0	2 four-component neutrinos	$\nu_2 \rightleftarrows \nu_\mu$	1/2	[17,18]
4	—"—	yes	yes	8	≠0	4 Majorana neutrinos	$\nu_2 \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_{eL}$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_{\mu L}$	1/4	[24]
1a	$N > 2$ (electron, muon, M, ...)	yes	yes	$2N$	0	N Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$ ...	$1/N$	[16]
2a	—"—	yes	no	$4N$	≠0	$2N$ Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$	1/2	
3a	—"—	no	yes	$4N$	≠0	N four-component neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$ ...	$1/N$	[16,21]
4a	—"—	yes	yes	$4N$	≠0	$2N$ Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{\mu L}$	$1/2N$	[24]

Scheme 1 [3], which was the first scheme with a sound theoretical basis, moves from the Gribov interaction Hamiltonian, in which phenomenologically all the possible lepton charge violations and mixing are taken into account

$$M = m_{ee}\bar{\nu}_e^c\nu_e + m_{\mu\mu}\bar{\nu}_\mu^c\nu_\mu + m_{e\mu}(\bar{\nu}_e^c\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu^c\nu_e) + \text{h.c.}, \tag{4}$$

where $\nu^c = C\bar{\nu}$ is the charge conjugated spinor. The expression (4) is written under the assumption that there are four states in all, since the two types of bare particles are massless and described by two-component spinors. The interaction (4) is easily diagonalized. The particles with definite masses are two Majorana neutrinos ν_1, ν_2 with different masses m_1 and m_2

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}\left(m_{ee} + m_{\mu\mu} \pm \sqrt{(m_{ee} - m_{\mu\mu})^2 + 4m_{e\mu}^2}\,\right).$$

The neutrino fields ν_e, ν_μ are described by orthogonal superpositions

$$\nu_e = \nu_1 \cos\alpha + \nu_2 \sin\alpha, \qquad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\alpha + \nu_2 \cos\alpha, \tag{5}$$

(ν_1, ν_2 — Majorana fields), where α is the mixing angle related to the parameters m_{ee}, etc., by the expression:

$$\sin^2 2\alpha = \frac{4m_{e\mu}^2}{(m_{ee} - m_{\mu\mu})^2 + 4m_{e\mu}^2}. \tag{6}$$

The particles ν_e and ν_μ are no longer described by stationary states and there arise oscillations $\nu_e \to \nu_\mu$, $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu$. In this scheme it is attractive that only usual particles participate in the oscillations. The intensity of ν_e with momentum p at a distance R from a source of ν_e is

$$I_{\nu_e}(R, p) = I_{\nu_e}^0(R, p)\left(1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\alpha + \frac{1}{2}\sin^2 2\alpha \cos 2\pi\frac{R}{L}\right), \tag{7}$$

where $I_{\nu_e}^0(R, p)$ is the intensity which is expected in the absence of oscillations, the oscillation length is

$$L = \frac{4\pi p}{|m_1^2 - m_2^2|} = \frac{4\pi p}{(m_{ee} + m_{\mu\mu})^2\sqrt{(m_{ee} + m_{\mu\mu})^2 + 4m_{e\mu}^2}}$$

and $\sin^2 2\alpha$ is given by expression (6). The expression (7) reduces to expression (2) in the case of maximum amplitude of oscillations ($\alpha = \pi/4$) which is obtained either when $m_{ee} = m_{\mu\mu}$, $m_{e\mu} \neq 0$ or when m_{ee}, $m_{\mu\mu} \ll m_{e\mu}$.

The scheme 1a is an extension of scheme 1 to the case of N types of neutrinos, $\delta_{\min}$ being equal to $1/N$ [16].

Scheme 3 [17,18] leads to consequences, similar to those of scheme 1 although the starting points are different. It is based on a theory of the weak interaction of the

four leptons which is analogous to the theory of the weak interaction of four quarks [19]. The two neutrinos ν_1 and ν_2 with definite masses m_1 and m_2 are Dirac particles, participating in the interaction through two orthogonal combinations [17,18,20]

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta,$$

$$(\nu_1, \nu_2 \text{ — four-component fields}),$$

where θ is a mixing angle which a priori has nothing to do with the Cabibbo hadron angle. Clearly ν_e and ν_μ are not described by stationary states and there appear oscillations $\nu_e \to \nu_\mu$ and $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu$, the origin of which can be traced to the mass difference $|m_1 - m_2|$. In scheme 3 there are 8 neutrino states in all.

Note, that in spite of neutrino mixing, such processes like $\mu \to e\gamma$, etc., have an extremely small (though finite) probability [20,22], for the same reason which makes very unlikely such processes like $K \to \mu\bar{\mu}$, etc. This incidentally is true also for scheme 1 [23]. From (7) it is seen that in a solar experiment it is possible to measure, directly and irrespective of the value of M, the mixing angle by measuring the ν_e intensity (if the last turns out to be less than $I^0_{\nu_e}$).

The intensity I_{ν_e}, already defined, (with the obvious replacements of α by θ) is given by the expression (7), which reduces to the expression (2) for maximum mixing $\theta = \pi/4$. This corresponds to $\delta_{min} = 1/2$.

Scheme 3a [11,21] is an extension of the scheme 3 to the case of N types of neutrinos, δ_{min} being $1/N$.

Schemes 4 and 4a extend schemes 1 and 1a to the case where the bare particles are described by four-component spinors, and consequently allow oscillations $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$, etc. [24]. The attraction of this scheme would increase if «right» currents existed, that is if the right components of the neutrino field would participate in the weak interaction together with new charged leptons, as required, for example, by vector-like theories [25,26]. In the case of two types of neutrinos a value $\delta_{min} = 1/4$ is obtained and in the general case of N types of neutrinos $\delta_{min} = 1/2N$.

Conclusion

The main points related to oscillation phenomena are: finite neutrino masses, neutrino mixing, lepton charge violation, number of neutrino types. Thus some questions which might be answered in experiments based on the neutrino oscillation ideology directly concern the very nature of neutrinos.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna August 9, 1976

REFERENCES

1. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549; 1958, vol.34, p.247.
2. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1967, vol.533, p.1771.
3. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493.
4. *Nezrik F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
5. *Binlein J.K., Friedman A.M. et al.* // Phys. Lett., 1964, vol.13, p.80.
6. *Tretjakov E.F. et al.* // Preprint ITEF, 1976, No.15.
7. *Pontecorvo B.* // Uspekhi Fiz. Nauk, 1971, vol.104, p.3.
8. *Bahcall J., Frautschi S.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.623.
9. *Bahcall J.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.29.
10. *Pontecorvo B.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.349.
11. *Pomansky A.A., Sevastjanov A.I.* // Proc. Conf. «Neutrino-75», Balaton, Hungary, 1975, vol.2, p.383.
12. *Davis R. et al.* // Proc. Int. Seminar, Leningrad, August, 1974.
13. *Davis R. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-72», Hungary, 1972, vol.1, p.5.
    Bahcall J., Davis R. // Science, 1976, vol.191, p.264.
14. *Sarma K., Wolfenstein L.* // Preprint C00-3066-59, 1975.
15. *Krishuaswamy M.R. et al.* // Phys. Lett., 1975, vol.57B, p.105.
16. *Pontecorvo B.* // ZhETF Pis. Red., 1971, vol.13, p.281.
17. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.
18. *Eliezer S., Swift A.* // Nucl. Phys., 1976, vol.B105, p.45.
19. *Glashow S.L., Iliopoulos J.I., Maiani L.* // Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
20. *Elizer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, vol.D10, p.3088.
21. *Fritzsch H., Minkovsky P.* // Phys. Lett., 1976, vol.62B, p.72.
22. *Petkov S.* // JINR Preprint E2-10176, Dubna, 1976.
23. *Shepkin M.* // Yad. Fiz., 1973, vol.18, p.153.
24. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // JINR Preprint E2-9830, Dubna, 1976.
25. *Fritzsch H., Gell-Mann M., Minkovsky P.* // Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.256.
26. *De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L.* // Phys. Rev., 1975, vol.D12, p.3589.

1977

LEPTON CHARGES AND LEPTON MIXING*

A review is given of theoretical and experimental investigations of lepton charges and lepton mixing known to the author at the time of the Budapest Conference, July 1977. The following points are being discussed: experimental limits on probabilities of processes violating the conservation of lepton numbers; neutrino stability; lepton mixing with two types of neutrinos: Majorana and Dirac neutrinos; the $\mu \to e\gamma$ decay, neutrino oscillations; lepton mixing when there are $N \geq 2$ neutrino types; the Brookhaven solar neutrino experiment and the «solar neutrino puzzle»; heavy lepton mixing: the $\mu \to e\gamma$ decay in a special model, parity non-conservation in heavy atoms, the $\mu \to 3e$ decay, relation between neutrino oscillations and the $\mu \to e\gamma$ decay. An extensive list of theoretical papers wherein there are obtained «large» probabilities of processes like $\mu \to e\gamma$ is presented, the papers being classified in 4 groups.

I. Introduction

When the question arose at the end of 1976 about giving a talk on lepton charge and on its contradictory notion, lepton mixing, at the Budapest EPS Conference, the situation was quite different from what it is now. The number of relevant papers, experimental as well as theoretical, was then very limited. We (wrongly) believed that theoretical work on possible neutrino oscillations and rare decay processes such as $\mu \to e\gamma$, etc., was conducted mainly at Dubna. However, during the first part of this year there was a tremendous boom on lepton mixing. Neutrino oscillations and processes like $\mu \to e\gamma$, etc., became quite fashionable (things which might not exist can be fashionable also!). Thus, I am entirely unable now to give a full account of the very large number of theoretical papers on lepton mixing; I am too old for that, not to say that many of these papers are a too highbrow stuff for me. The interest towards the hypothesis of lepton mixing is due to the fact that mixing arises quite naturally in modern theory. Most of the recent theoretical papers on lepton charge nonconservation, however, were triggered by unfounded rumours that at SIN in Zurich the decay $\mu \to e\gamma$ had been observed with a branching ratio

$$R_{\mu \to e\gamma} = \frac{\Gamma_{\mu^+ \to e^+\gamma}}{\Gamma_{\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu}} \sim 10^{-9}.$$

As it happens, rumours may be useful. Our theoretical work in Dubna has a different origin and I am going to say a few words about it. On the one hand, in our

*A rapporteur talk at the European Conf. on High Energy Physics. Budapest, 1977: Proceed. Budapest, 1977, vol.2, p.1081—1108. JINR Preprint E2-11160, Dubna, 1978.

Institute S.Korenchenko and his colleagues were searching experimentally for processes like $\mu \to 3e$, $\mu \to e\gamma$, etc., and had designed the powerful facility ARES, with the help of which it will be possible to observe the $\mu \to e\gamma$ decay, if $R_{\mu \to e\gamma} \geq 10^{-11}$. On the other hand, we were engaged in theoretical work on neutrino oscillations and within a scheme with two neutrinos only (and no other neutral leptons) it became clear that even in the presence of observable oscillations $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, the $\mu \to e\gamma$ rate, which was calculated exactly at Dubna on the basis of the Weinberg—Salam theory with lepton mixing, must be fantastically small. At first impression, then, the experimental investigations mentioned above would have little sense. However, we rejected dogmatic conclusions and tried to provide theoretical support for experimentalists. The question was: under what circumstances can the $\mu \to e\gamma$ decay rate, calculated in a unified gauge theory, be sufficiently large for the observation of the process? As it will be shown later, the existence of sufficiently heavy leptons and lepton mixing does the job. For heavy neutral leptons, the formula for the $\mu \to e\gamma$ rate happened to be ready from the case of two neutrinos, after neutrino masses are substituted by heavy neutral lepton masses.

Coming back to the present paper, which is more biased towards experiment than theory and should be considered an invited paper much more than a rapporteur talk, its content is as follows. In the second paragraph there are summarized the more recent and relevant experimental limits on possible lepton charge non-conservation, obtained by measuring probabilities of various processes. In the third and fourth paragraphs the status of the lepton mixing theory in the case when the only neutral leptons are neutrinos is reviewed, the main points being the $\mu \to e\gamma$ decay and neutrino oscillations. The «solar neutrino puzzle» is discussed in the fifth paragraph. In the sixth paragraph the Dubna theoretical work on heavy lepton mixing, mentioned above, is exposed. A model of the $\mu \to e\gamma$ and $\mu \to 3e$ decays is given as an example of drastic effects of heavy lepton mixing, and the relation between processes like $\mu \to e\gamma$, etc., and neutrino oscillations is considered. Recent papers on lepton non-conservation effects are then classified in groups, the related literature being presented extensively, if not fully.

II. Experimental Limits on Probabilities of Processes Violating the Conservation of Lepton Numbers

1. Electron and Muon Lepton Numbers. The lepton current in the standard weak interaction theory is given by the expression

$$J^l_\alpha = (\bar{\nu}_{e_L} \gamma_\alpha e_L) + (\bar{\nu}_{\mu_L} \gamma_\alpha \mu_L), \tag{1}$$

where $e_L = \frac{1+\gamma_5}{2} e$, etc., are the left-handed components of the electron field, etc., $\nu_e(\nu_\mu)$ are the electron (muon) neutrino field operators. In agreement with experimental data presented in Table 1, expression (1) clearly does conserve the

additive electron lepton number (L_e) and the muon lepton number (L_μ), that is $\Sigma L_e = \text{const.}$, $\Sigma L_\mu = \text{const.}$ (ν_e and e^- have $L_e = 1$ and $L_\mu = 0$, ν_μ and μ^- have $L_\mu = 1$ and $L_e = 0$, antileptons have opposite values of lepton numbers). There are a few types of experiments in which lepton number conservation can be tested. In every experiment an attempt is made to discover a process in which lepton numbers are

Table 1. Ratio W_I/W_{II} of the probabilities of the forbidden (I) and allowed (II) processes

Process forbidden by lepton conservation (I)	Observed process allowed by lepton conservation (II)	W_I/W_{II}*	Confidence level	Ref.
a) Neutrinoless double beta decay $^{82}Se \to {}^{82}Kr + e^- + e^-$	Double beta decay $^{82}Se \to {}^{82}Kr + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$	< 0.09	68%	[1,2]
b) $\nu_\mu + N \to \mu^+ + \ldots$	$\nu_\mu + N \to \mu^- + \ldots$	$< 5\cdot 10^{-3}$	95%	[3]
c) $\mu^+ \to e^+ + \gamma$	$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$< 2.2\cdot 10^{-8}$	90%	[4]
c) $\mu^+ \to e^+ + e^+ + e^-$	$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$< 1.9\cdot 10^{-9}$	90%	[5]
c) $\mu^- + Cu \to e^- + \ldots$	$\mu^- + Cu \to \nu_\mu + \ldots$	$< 1.6\cdot 10^{-8}$	90%	[6]
c) $\nu_\mu + N \to e^- + \ldots$	$\nu_\mu + N \to \mu^- + \ldots$	$< 3\cdot 10^{-3}$	95%	[7]
d) $\mu^- + Cu \to e^+ + \ldots$	$\mu^- + Cu \to \nu_\mu + \ldots$	$< 2.6\cdot 10^{-8}$	90%	[6]

*In the literature often a parameter α is used in order to characterize quantitatively the maximum relative amplitude of the process which is forbidden by lepton conservation. Roughly speaking, $\alpha \approx (W_I/W_{II})^{1/2}$ for all cases in Table 2, except for the neurtinoless double beta decay of ^{82}Se. In the case $\alpha \approx (W_I/W_{II})^{1/2}\cdot 10^{-3}$ the factor 10^{-3} taking into account the fact that the phase space for the neutrinoless double beta decay is ~ 10^6 times larger than for the «ordinary» double beta decay.

not conserved. In Table 1 there is listed a number of processes which were looked for, but not discovered, and there is given the corresponding upper limit of the ratio W_I/W_{II} of the probabilities of a forbidden processes (I) and of a corresponding but allowed process (II). In Table 1 only the most recent data are presented. They are relevant to the question of: a) possible nonconservation of the electron lepton number, b) possible nonconservation of the muon lepton number, c) possible nonconservation of both lepton numbers, their sum being conserved and d) possible nonconservation of both lepton numbers.

2. Neutrino Stability. I shall present now the results of an analysis, which is a by product of high energy neutrino experiments. Gamma-rays from the hypothetical decay of neutrinos were searched for in the inclusive reaction:

$$\text{neutrino} \to \gamma + X, \qquad (2)$$

where X means anything, either known or unknown. The idea of the experiment is that photon induced e^+e^- pairs pointing to the neutrino beam direction in large

bubble chambers would be a good signature for the decay. Knowing the neutrino track length, which in high energy neutrino experiment is of the order of a few light years and the photon detection efficiency (a few per cent), one can measure the lower limit of the laboratory lifetime of neutrinos and hence, knowing the neutrino beam momentum distribution, the lower limit of the proper neutrino lifetime as a function of the neutrino rest mass *m*. An analysis of CERN Gargamelle chamber [7] and ANL 12-foot bubble chamber [8] experiments, in which very few, if any, pairs were observed, gives the following results (the centre of mass lifetime is in seconds, the neutrino mass in eV, the indices $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ refer only to the phenomenological description of the beam used in the experiment):

$$\tau_{\nu_\mu} > 7\cdot 10^{-3}\ \text{m}, \quad \tau_{\bar{\nu}_\mu} > 5\cdot 10^{-2}\ \text{m}, \quad \text{(Gargamelle)}$$

$$\tau_{\nu_\mu} > 6\cdot 10^{-3}\ \text{m} \quad \text{(ANL)}.$$

An experiment with reactor antineutrinos [9] makes use of a large (1400 litres) scintillator as a detector of photons (with energy in the 0.1—0.5 MeV range) emitted in reaction (2). The result is

$$\tau_{\bar{\nu}_e} > 600\ \text{m} \quad \text{(Reactor)}.$$

The question about the neutrino being unstable (and not necessarily according to reaction (2)) was discussed theoretically in various occasions [10—13], in particular, as a possible solution of the so-called «solar neutrino puzzle» [13] (see below). Now it is convenient to run a little ahead. If more definite assumptions are made, i.e., that there are only two types of neutrinos and that neutrino oscillations $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ [14] do take place, the phenomenological reaction (2) must be written in the form

$$\nu_1 \to \nu_2 + \gamma, \tag{3}$$

where ν_1 and ν_2 are the particles with definite masses required by neutrino mixing, the ν_1 mass m_1 being larger than the ν_2 mass m_2. In such a case the width of process (3) can be calculated exactly [15] according to the neutrino mixing theory. In the simple case, where $m_1 >> m_2$, it is given by the expression

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{\nu_1 \to \nu_2 + \gamma} = \frac{9}{16}\frac{G^2}{128\pi^4}\alpha\, m_1^5 \sin^2\theta \cos^2\theta \left(\frac{m_\mu^2}{m_W^2}\right)^2, \tag{4}$$

where m_μ, m_W are, respectively, the muon and the charged intermediate boson masses, θ is the mixing angle, *G* is the Fermi constant. From the above expression it is seen that the lifetime in the lab. system of neutrino having any momentum of practical interest is much larger than the age of the Universe.

III. Lepton Mixing with Two Types of Neutrinos

1. Introduction. Hereafter neutral leptons with masses, say, smaller than the electron mass, will be called neutrinos, whereas other hypothetical neutral leptons will be simply called heavy neutral leptons.

In some way the idea that leptons may mix has been present in the mind of experimentators for a long time, I would say, since they started to look into the question about the possibility of the $\mu \to e\gamma$ decay (1947) and later on of neutrino oscillations (1957). Lepton mixing, independently of considerations about analogies between lepton and quarks, was introduced in Ref.16 in order to describe quantitatively the hypothetical phenomenon of neutrino oscillations [17]: in this theory the particles described by stationary states are neutrinos Majorana.

A formulation of lepton mixing and hadron mixing with 4 leptons and 4 hadrons was given in Ref.10 at about the same time as, and independently of, the introduction of hadron mixing a′ la Gell-Mann—Levy—Cabibbo [18,19]. In Refs. 12, 14 the analogy between leptons and quarks, more specifically the idea that for leptons there should exist a mixing mechanism with the magical qualities of the well-known GIM mechanism for quarks [20] was the strongest motivation for the introduction of lepton mixing. Such a mixing implies the existence of neutrino oscillations [14,21]. Work on this hypothetical phenomenon has been closely connected with the unified theory of the weak and electromagnetic interactions of Weinberg and Salam.

2. Lepton Mixing: Two Alternatives. It is assumed that the ν_e and ν_μ field operators in expression (1) are orthogonal superpositions of fields of neutrinos with definite and finite masses m_1 and m_2 ($m_1 \neq m_2$). There are two possibilities.

1) Alternative M (Majorana):

$$\nu_e = \chi_1 \cos\theta + \chi_2 \sin\theta, \qquad \nu_\mu = -\chi_1 \sin\theta + \chi_2 \cos\theta, \tag{5}$$

where χ_1 and χ_2 are the fields of Majorana neutrinos m_1 and m_2, and θ is the mixing angle. Such a scheme [16] is attractive in its «economy»: there are in all four neutrino states, those which are well known. According to this scheme, however, neutrinos occupy a special position among fundamental fermions, the analogy between leptons and quarks being destroyed. The scheme implies the nonconservation of L_e and L_μ and the existence of all the processes listed in the first column of Table 1. Making use of a different definition [22] of the lepton number, one can describe this scheme as one in which there is only one lepton number, having opposite signs for e^- and μ^-, not exactly conserved.

2) Alternative D (Dirac):

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \qquad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta, \tag{6}$$

where ν_1 and ν_2 are the fields of Dirac neutrinos with masses m_1 and m_2 (note that for the neutrino masses and the mixing angle θ the same notations are used for Majorana and Dirac fields).

Let us keep in mind the Cabibbo—Glashow—Illiopulos—Maiani quark mixing

$$d' = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c, \qquad s' = -d\sin\theta_c + s\cos\theta_c, \tag{7}$$

where θ_c is the Cabibbo angle. We see that in the scheme discussed now [12,14] there is a full analogy between leptons and quarks: the number of leptons is equal to the number of quarks, the weak lepton and quark currents have the same form, both the lepton and the quark fields are mixed. From the point of view of quantum chromodynamics the main difference between leptons and quarks is that the latter are coloured. But the weak interaction is colour blind, so maybe it is natural to expect that lepton fields should mix as quark fields do. In this sense the alternative *D* is preferable to alternative *M*, although is less «economical» (there are 4 states for every type of neutrinos, just as for any other fundamental fermion).

The main physical difference between schemes *M* and *D* is that in *D* neutrinoless double beta decay is obviously forbidden, whereas in *M* it has a finite probability (which, however, can be shown [23] to be extremely small). As far as oscillations are concerned, they are a corollary of lepton mixing in both scheme *M* and *D* and are described by identical expressions.

In the theory *D*, L_e and L_μ are not conserved, whereas the sum $L_e + L_\mu$ is conserved. Clearly processes such as $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$, $\mu + N \to e + N$, etc., are possible, although they are expected to have very small probabilities, for the same reason which accounts for the small probabilities of hadron processes due to neutral currents with a change of strangeness. In fact, both types of processes are induced by asymmetrical neutral currents, and their amplitudes are equal to zero in first order, because of cancellations due to orthogonal mixing (expressions (6) and (7)); the asymmetrical neutral current effects arise in higher order perturbation theory.

3. The Process $\mu \to e\gamma$. The probability of this process can be calculated on the basis of the renormalizable theory of Weinberg and Salam. The main contribution is given by the diagram of Fig.1. The correct expression for the $\mu \to e\gamma$ probability in the mixing scheme *D* was first obtained in Ref.15 and was then confirmed by several authors [24]. For the ratio $R_{\mu\to e\gamma}$ between the probability of the $\mu \to e\gamma$ decay and the probability of the $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ decay the following expression holds

$$R_{\mu\to e\gamma} = \frac{3}{32}\frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2}\right)^2 \sin^2\theta\cos^2\theta, \tag{8}$$

where M_W is the *W*-boson mass ($M_W \geq 37$ GeV). Even if one tries hard to make $R_{\mu\to e\gamma}$ as large as possible, for example, if one takes for m_1 and m_2 the measured upper limits of the ν_μ and ν_e masses (0.65 MeV [25] and 35 eV [26], respectively) and assumes maximum mixing, one gets

$$R_{\mu\to e\gamma} \leq 10^{-26}, \tag{9}$$

which is by 18 orders of magnitude smaller than the experimental upper limit (Table 1). In fact, one should use for $|m_1^2 - m_2^2|$ the upper limit ≤ 1 eV^2, which is obtained by analysing experimental data in terms of neutrino oscillations, and then one gets a limit for $R_{\mu \to e\gamma}$ smaller than the value (9) by many orders of magnitude. The reason why $R_{\mu \to e\gamma}$ is unmeasurably small (just as are the relative probabilities of similar processes like $\mu \to 3e$, etc.), in spite of lepton mixing, is that in the process amplitudes there appears a factor $|m_1^2 - m_2^2|/M_W^2$, which is extremely small, if the masses of the neutral leptons are small. One could say that although the very notion of lepton numbers is lost when neutrino mixing is introduced, nevertheless, an effective conservation of lepton numbers does take place because of the smallness of neutrino masses. We must keep in mind this lesson when we ask ourselves under which conditions, then, can the process $\mu \to e\gamma$ «become measurable». As far as there is mixing of neutrinos only, we see that lepton mixing can be tested experimentally only by studying neutrino oscillations.

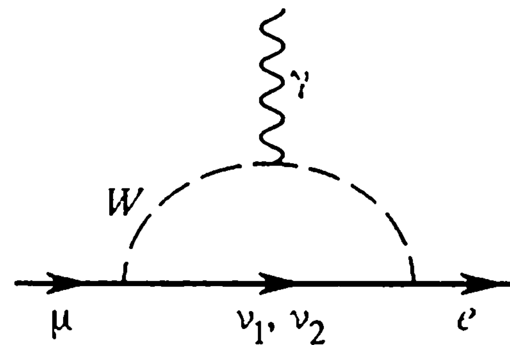


Fig.1

4. Neutrino Oscillations. In agreement with existing data (Table 1) it has been generally assumed that the electron and the muon lepton numbers are strictly conserved. Of course, if this is the case, neutrino oscillations cannot take place. Oscillations may arise if, in addition to the usual weak interactions, an interaction which does not conserve lepton numbers is also taking place. In such a case the neutrino masses are different from zero, and as it was already mentioned, the state vectors of the ordinary electron and muon neutrinos ν_e and ν_μ are superpositions of the state vectors of neutrinos ν_1 and ν_2 with definite masses m_1 and m_2. If a beam of, say, muon neutrinos is produced in a weak process, at a certain distance from the production place the beam will be a coherent superposition of ν_μ and ν_e (that is there arise oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$).

Such a situation is analogous to the one we are familiar with in the case of neutral kaon oscillations.

Now we shall be laconic, as neutrino oscillations have been covered recently in Ref.27. In both schemes M and D possible oscillations $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ are described by identical expressions, in which two parameters are present, the mixing angle θ and the difference $M^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ of the neutrino masses squared:

$$I_{\nu_l}(R, p) = \left[1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos 2\pi \frac{R}{L} \right) \right] I^0_{\nu_l}(R, p), \qquad l = e, \mu, \tag{10}$$

$$I_{\nu_{l'}}(R, p) = \left[\frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos 2\pi \frac{R}{L} \right) \right] I^0_{\nu_l}(R, p), \qquad l \neq l', \quad l, l' = e, \mu. \tag{11}$$

Here $I_{\nu_l}(R,p)$, $I_{\nu_{l'}}(R,p)$ are the intensities of ν_l, $\nu_{l'}$ neutrinos, respectively, with momentum p at a distance R from a source of ν_l neutrinos, $I^0_{\nu_l}(R,p)$ is the intensity of ν_l neutrinos which would be expected in the absence of oscillations and

$$L = \frac{4\pi p}{|m_2^2 - m_1^2|} = \frac{4\pi p}{M^2} \tag{12}$$

is the oscillation length (a useful formula for which is $L = 2.5 \frac{p/\mathrm{MeV}}{M^2/\mathrm{eV}^2}$ meters). The observation of effects due to neutrino mixing (which we shall call also oscillation effects) includes one or both of the following two aspects: i) to observe the cosine term in the neutrino intensity and ii) to establish that either the constant term in formula (10) is different from 1 or the constant term in formula (11) is different from zero.

In order to observe the cosine term, one must require that it would not vanish on averaging over the distance from the neutrino source to the detector (which means averaging over the source and detector dimensions and over the time of measurement, if the average distance source-detector is not constant) and over the neutrino spectrum (see formula (12)). In particular, a necessary (but not sufficient) condition for the observation of the cosine term in the neutrino intensity is that the neutrino source dimensions were smaller than the oscillation length and that the uncertainty in the time of neutrino emission were smaller than the oscillation period.

Further any oscillation effect might be observable only if

$$L \leq R. \tag{13}$$

From (12) and (13) one can see that a necessary (but not sufficient) condition for observing oscillation effects is that

$$|m_2^2 - m_1^2| \geq 4\pi p/R. \tag{14}$$

An analysis in terms of neutrino oscillations of reactor and CERN experiments [7,28] which, incidentally, were not designed with the purpose to observe oscillations, shows that $|m_1^2 - m_2^2| \leq 1$ eV^2 (if the mixing is maximum). The ultimate sensitivities which can be expected according to (14) at various neutrino «facilities» are conditioned by the minimum value of $4\pi p/R$ obtainable at each facility as follows:

10^{-2} eV^2 (reactor, meson factories, high energy accelerators),

10^{-3} eV^2 (cosmic neutrinos),

10^{-12} eV^2 (solar neutrinos).

At reactor facilities there are three proposals to investigate oscillations: at the Moscow Kurchatov Institute of Atomic Energy [29], at the Grenoble Institute Laue-Langevin [30] and at the Irvine University of California [31].

An oscillation experiment is soon to be performed at the Brookhaven accelerator [32]. The originality of the proposal is that the 30 GeV proton accelerator will be used as a meson factory (at a proton energy of only about 800 MeV and at a beam intensity of about 10^{14} protons per second).

We would like to mention also Ref.33 in which it was proposed to place the neutrino detector in Canada at a distance of about 1,000 km from the Fermilab accelerator. Without doubt this type of experiment is not only of interest in connection with the oscillation problem, but also because it gives the possibility of measuring directly a distance between two points on the Earth separated by enormous quantities of matter*.

At the underground Neutrino Observatory of the Institute for Nuclear Research of the Academy of Sciences, an experiment is being prepared [34] in which there will be detected high energy muon neutrinos emitted by mesons, which are produced in collisions of cosmic ray protons with nitrogen and oxygen nuclei in the atmosphere. High energy muons produced by ν_μ's interacting with nuclei in the Earth will be detected by 4 hodoscope plane systems (every one of which has an area of 1,500 m^2) of organic scintillators. The scintillator systems are in coincidence, the logic giving information on the muon trajectory and also establishing whether the detected muon has come either from «above» or from «below» (in the last case it is produced by a muon neutrino impinging upon the Earth opposite face and passing through the Earth). The average neutrino momentum in such experiments is 5—10 GeV, and the distance from the neutrino source to the detector is $R \simeq 10^4$ km for neutrinos coming from the Earth opposite face. Thus, the sensitivity of those experiments for testing neutrino mixing according to expressions (10) is intermediate between that of experiments wherein artificial (reactor, accelerator) neutrinos are used and that of the investigations wherein solar neutrinos are used. However, the statistical accuracy which can be attained ($\lesssim$ 100 events/year) is quite low.

If $|m_1^2 - m_2^2| < 10^{-3}$ eV^2, the only hope to observe neutrino oscillations is the development of Solar neutrino astronomy [17]. The Brookhaven Solar neutrino experiment will be discussed in a separate paragraph.

In conclusion, it may be of interest to illustrate the fantastic sensitivity of oscillation experiments for testing the law of lepton number conservation on a simple example. Suppose $\theta = \pi/4$ and $|m_1^2 - m_2^2| = 10^{-2}$ eV^2: whereas oscillation experiments proving the mixing hypothesis are perfectly feasible, the value of $R_{\mu \to e\gamma}$ expected from formula (8) is 10^{-51}!

IV. Lepton Mixing when There Are $N \geq 2$ Neutrino Types

The mixing of $N \geq 2$ neutrinos has been studied in Refs. 35, 36, 37 and here I shall only state the main results. 1) In neutrino experiments, let us say Solar neutrino experiments, the measured average intensity of electron neutrinos I_{ν_l} may turn out to

*See Note I at the end of the paper.

be considerably smaller than 1/2 of the intensity $\bar{I}^{0}_{\nu_e}$ expected in the absence of oscillations, the minimum value being $(1/N)\bar{I}^{0}_{\nu_e}$ and even less in certain exotic schemes. 2) The expected $\mu \to e\gamma$ decay probability remains extremely small.

Table 2. Schemes of neutrino mixing and oscillations in ν_e beams

Number of neutrino types	Number of neutrino states	Bare neutrino masses	Particles with definite mases	Oscillations in ν_e beams	$(\delta_{\nu_e;\nu_\mu})_{\min}$	Ref.
1. Two (ν_e, ν_μ)	4	0	2 Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$	1/2	[16]
2. "—"	8	$\neq 0$	2 Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$	1/2	[14]
3. "—"	8	$\neq 0$	4 Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{\mu L}$	1/4	[36]
1a. $N > 2$ (ν_e, ν_μ, ν_M, ...)	$2N$	0	N Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$	$1/N$	[35]
2a. "—"	$4N$	$\neq 0$	N Dirac neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$	$1/N$	[35—37]
3a. "—"	$4N$	$\neq 0$	$2N$ Majorana neutrinos	$\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$, $\nu_e \rightleftarrows \nu_M$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{eL}$, $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{\mu L}$ $\nu_e \rightleftarrows \bar{\nu}_{ML}$	$1/2N$	[36]

A summary of various neutrino mixing schemes and types of oscillations in ν_e beams is presented in Table 2. This Table was prepared for an invited paper at the Tbilisi 1976 Conference but somehow it disappeared from the published version of the paper. In the Table $(\delta_{\nu_e;\nu_e})_{\min}$ is the minimum value of the ratio of the average intensity $\bar{I}_{\nu_e}$ to the intensity $\bar{I}^{0}_{\nu_e}$ expected without neutrino mixing.

V. The Brookhaven Solar Neutrino Experiment and the «Solar Neutrino Puzzle»

In Ref.38 there are given the results of measurements performed from April 1970 till February 1976 with the aim of detecting solar neutrinos. The ^{37}Ar production rate by solar neutrinos in a huge detector of C_2Cl_4, based on the reaction [39]

$\nu_e + {}^{37}Cl \to {}^{37}Ar + e^-$, was found to be (1.3 ± 0.4) SNU (1 SNU $= 10^{-36}$ events/sec. ^{37}Cl atom*). The expected rate, according to the standard solar model, is equal to (6 ± 2) SNU (see Ref.40 and related reference therein). This «deficiency» is called in the literature the «solar neutrino puzzle». If there are oscillations, the solar neutrino signal should be suppressed, because a fraction of neutrinos (the ν_μ fraction in the case of two neutrino types) is sterile [17]. If $L(\bar{p}) << R$, the oscillating term in (10) vanishes on averaging, so that the observed intensity $\bar{I}_{\nu_e}$ may be found in the interval from $1/2\, I^0$ $(\theta = \pi/4)$ to I^0 $(\theta = 0$, no mixing). If the number of neutrino types is $N \geq 2$, the averaged intensity may be found in the interval from $(1/N)I^0_{\nu_e}$ to $I^0_{\nu_e}$ and in some exotic schemes even from $(1/2N)I^0_{\nu_e}$ to $I^0_{\nu_e}$ (see Table 2).

Even in the case of only two types of neutrinos the observed signal from solar neutrinos may be considerably smaller than the expected one, if the oscillation length is about equal to the Sun–Earth distance. The cosine term in (10) may then survive after averaging over the momentum of neutrinos, so that we have another possibility [16] of getting quite a low neutrino signal (this possibility, of course, is rather accidental).

Thus, there is nothing surprising if the solar neutrino signal turns out to be definitely smaller than the expected one, the only requirement being that the mixing angle should not be small.

If really the solar neutrino flux is definitely smaller than the calculated one and if the related calculations are reliable, the solution of the «puzzle» in terms of lepton mixing seems to be much more natural than any other solution put forward until now. Many such suggestions are listed in Ref.40, where one may find the corresponding references. They include the assumption that neutrinos decay on their way from the Sun to the Earth and the following exotic astrophysical suggestions: the Sun energy is not generated in thermo-nuclear reactions; there is a black hole inside the Sun; the Sun is not in a state of equilibrium and its apparent luminosity, due to the very slow process of diffusion of photons from the central part to the surface, is much higher than its «internal luminosity», about which information is almost instantly obtained in neutrino experiments: the Sun in the past has substantially increased its mass from outside, so that its internal and external regions have an entirely different composition, a circumstance which would make quite wrong the result of calculations based on homogeneous models, etc.

Thus, if we really believe that there is a solar neutrino deficiency, we have in our hands an explanation reasonable, not exotic, attractive from the point of view of today elementary particle physics, and explanation which was not invited «ad hoc» to solve the «solar neutrino puzzle»: lepton mixing.

Let us note in conclusion that the solution of the «solar neutrino puzzle» in terms of lepton mixing would imply for the simplest case of two neutrino types that:

*See Note II at the end of the paper.

1) the neutrino mixing is substantial (θ is not far away from $\pi/4$); 2) the oscillation length is smaller than the Sun–Earth distance, from which it follows that $|m_1^2 - m_2^2| \gtrsim 10^{-11}$ eV^2 [41].

VI. Heavy Lepton Mixing

1. The $\mu \to e\gamma$ Decay in a Special Model. In Sections 1—4 of the present paragraph only the Dubna work is reported. As already stated in the Introduction, an inspection of formula (8), valid when only neutrinos are mixed [15], suggested that processes of the type $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$, etc., might well be observable if there exist heavy leptons and if there is lepton mixing. As an example let us consider the scheme* [42]. In which together with the left-handed doublets

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \tag{15}$$

(ν_e, ν_μ are given by expressions (6)), there are right-handed doublets

$$\begin{pmatrix} N_e \\ e \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} N_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_R. \tag{16}$$

Here

$$N_e = N_1 \cos\theta' + N_2 \sin\theta', \qquad N_\mu = -N_1 \sin\theta' + N_2 \cos\theta', \tag{17}$$

where N_1 and N_2 are the field operators of heavy leptons with masses M_1, M_2 ($M_1, M_2 > M_k$) and θ' is the mixing angle.

In addition to the diagrams for the $\mu \to e\gamma$ decay of Fig.1, there arise new diagrams (Fig.2), the contribution of which is dominant.

For the ratio $R_{\mu \to e\gamma}$ we have

$$R_{\mu \to e\gamma} = \frac{3}{32}\frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{M_W^2}\right)^2 \sin^2\theta' \cos^2\theta'. \tag{18}$$

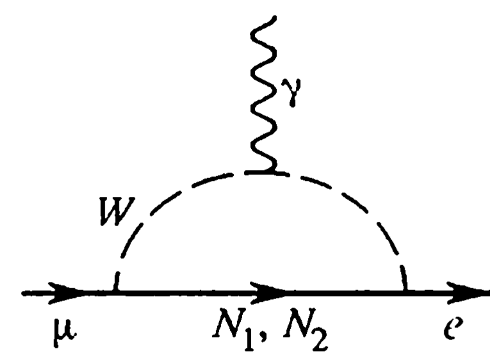


Fig.2

In Table 3 values of $R_{\mu \to e\gamma}$ for $\theta' = \pi/4$ are tabulated.

Thus Table is an illustration of the general statement which can be made by considering various models with lepton mixing: if there exist neutral leptons with masses of a few GeV and if their fields are mixed, the $\mu \to e\gamma$ decay probability may

*At present there have been published many models with heavy leptons and mixing according to which the probability of the decay and similar processes turns out to be «large» (the literature is presented in the last Section). It is interesting that an identical model, the one which is exposed here, has been considered in the first two papers [42,43], published at the same time and independently in different continents.

be relatively close to its measured upper limit (see Table 1). At present I am aware of work at SIN, TRIUMPH and LAMPF with NaI scintillators, in which the $\mu \to e\gamma$ decay might be observed if $R_{\mu \to e\gamma} > 10^{-10}$. The facility ARES [44], mentioned in the Introduction, is a cylindrical magnetic spectrometer with proportional chambers (16,000 wires) and should be capable of revealing the $\mu \to e\gamma$ decay if

Table 3

$\lvert M_1^2 - M_2^2 \rvert^{1/2}$	$R_{\mu \to e\gamma}$
1	$4.2 \cdot 10^{-12}$
2	$6.7 \cdot 10^{-11}$
3	$3.4 \cdot 10^{-10}$
4	$1.1 \cdot 10^{-9}$

Table 4

M_2 (GeV)	$R_{\mu \to 3e}$	$R_{\mu \to 3e}/R_{\mu \to e\gamma}$
2	$1.5 \cdot 10^{-10}$	2.2
3	$5.8 \cdot 10^{-10}$	1.7
4	$1.2 \cdot 10^{-9}$	1.7

$R_{\mu \to e\gamma} \geq 10^{-11}$. Incidentally ARES is a rather universal facility and with its help it is possible to investigate the $\mu \to 3e$, $\mu^- + N \to e^- + \ldots$, $\mu^- + N \to e^+ + \ldots$ processes as well.

2. Parity Non-Conservation in Heavy Atoms. Let us note the vector character of the neutral current of charged leptons in a theory with left-handed and right-handed doublets (15) and (16). The hadron neutral current, on the other hand, has a vector as well as an axial component. Thus, in the model considered, P odd effects should be strongly suppressed in heavy atoms [45], although the weak interaction of charged leptons and hadrons does violate parity.

3. The $\mu \to 3e$ Decay. In the scheme with doublets (15), (16) the decay $\mu \to 3e$ was investigated theoretically [46] and the ratio $R_{\mu \to 3e}$ of the probability of such decay to that of the $\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ decay was calculated. The results are given in Table 4, where it was assumed that $\theta' = \pi/4$, $M_W = 60$ GeV, $\sin^2 \theta_W = 1/3$ and $M_2 >> M_1$. Note that the experimental upper limit [5] is:

$$(R_{\mu \to 3e})_{exp} \leq 1.9 \cdot 10^{-9}.$$

4. Neutrino Oscillations and the $\mu \to e\gamma$ Decay. Below we discuss the relation between the phenomena of neutrino oscillations and of the $\mu \to e\gamma$ decay [42]. The observation of such effects would show that lepton mixing takes place indeed. In such a general sense the observation of either of these phenomena would make the existence of the other more likely, in particular, the neutrino masses would be probably finite. Apart from this general connection, it should be emphasized, however, that neutrino oscillations and processes as the $\mu \to e\gamma$ decay, etc., might well be entirely unconnected.

First, one can think of the case in which neutrino oscillations might be observable, but the process $\mu \to e\gamma$ is in fact unobservable; this is just the situation when in Nature the only neutral leptons are neutrinos.

Second, one can imagine a situation in which the $\mu \to e\gamma$ decay is perfectly observable (let us say that there are heavy neutral leptons of sufficiently large masses) but neutrino oscillations are unobservable, for example, because of a small mixing angle and/or a small difference of the neutrino masses.

Third, one can imagine a state of affairs, in which, the $\mu \to e\gamma$ decay probability is relatively high (for example, because there exist heavy charged leptons, and symmetrical neutral currents are present in the Hamiltonian), but neutrino oscillations may be completely absent (not only unobservable in practice), since the $\mu \to e\gamma$ process has no relation whatever to the oscillations.

5. Recent Literature on Non-Conservation of the Muon Number. The papers known to me in which there were obtained «large» theoretical probabilities of processes like $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$, $\mu^- + N \to e^- + ...$, $K \to \mu e\pi$, etc., are classified roughly in a few groups, the papers being quoted within a group in a more or less accidental order.

I. Schemes where new particles are not needed: Refs. 47, 48.

II. Schemes where heavy leptons are introduced:

a) Neutral heavy leptons: Refs. 42, 43, 45, 46, 49—65.

b) Singly charged heavy leptons: Refs. 49, 57, 64, 66—70.

c) Doubly charged heavy leptons: Refs. 57, 71, 72.

III. Schemes where supplementary scalar particles are introduced, first of all Higgs particles: Refs. 73, 74, 69.

IV. Schemes where supplementary intermediate bosons are introduced: Refs. 75, 76.

VII. Final Remarks

As it became clear in the two last years, strict conservation of lepton numbers would arise in modern theory in a rather artificial way, whereas lepton mixing is natural. Quark-lepton analogues make it aesthetically attractive. In a theory with neutrino mixing, neutrino masses are not equal to zero and neutrinos have no special place among fundamental fermions. The apparent existence of lepton numbers conservation simply reflects the smallness of neutrino masses. In this case the fact that no one process has been found yet in which lepton number conservation is violated, therefore, is not an argument against lepton mixing. The main consequences of lepton mixing, neutrino oscillations and processes like $\mu \to e\gamma$, etc., should, of course, be searched for even at levels only slightly better than existing experimental levels. In fact, there has been already an explosion of work, theoretical and experimental, on processes like $\mu \to e\gamma$, etc., and neutrino oscillations. Let us wait and see whether we are confronted or not with a classical example of «Much ado about nothing».

Fortunately, it is easy to see how lepton mixing might be proved: one must «simply» observe neutrino oscillations and/or a process like $\mu \to e\gamma$, etc. On the

contrary, unfortunately and as always, to exclude the existence of lepton mixing would be very difficult indeed.

In conclusion I wish to thank S.M.Bilenky and S.T.Petcov for their great help and advice during the preparation of the present paper.

Note I. At the Neutrino'77 Conference (USSR) an improved version of a similar proposal came to my attention: a neutrino Cherenkov H_2O detector, having a mass of a few million tons, would be located at a distance of several thousand kilometers from the Batavia accelerator in the Ocean at a depth of a few thousand meters (University of Washington and Western State College Proposal 561, P.Kotzer, S.Nedermayer).

Note II. The 1977 Brookhaven neutrino solar experiment runs reported by Prof. Rowley at the Neutrino'77 Conference, leave the situation essentially unchanged.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna December 13, 1977*

REFERENCES

1. *Cleveland B.T. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1975, vol.35, p.757.
2. *Kirsten T., Muller H.W.* // Earth Planet Sci. Lett., 1969, vol.6, p.271; *Srinivasan B. et al.* // Econ. Geol., 1973, vol.68, p.252.
3. *Borer K. et al.* // Proc. of the XIV Int. Conf. on High Energy Physics, Vienna, 1968.
4. *Parker S., Anderson H.L., Rey C.* // Phys. Rev., 1964, vol.133B, p.768. *Korenchenko S.M. et al.* // Yad. Fiz., 1971, vol.13, p.341.
5. *Korenchenko S.M. et al.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976, vol.II, p.175.
6. *Bryman D.A. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1972, vol.28, p.1469.
7. *Bellotti E. et al.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.553.
8. *Barnes V.E.* // Phys. Lett., 1976, vol.65B, p.174.
9. *Reines F. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.32, p.180.
10. *Nakagawa M. et al.* // Prog. Theor. Phys., 1963, vol.30, p.727.
11. *Pakvasa S., Tennakone K.* // Phys. Rev. Lett., 1972, vol.28, p.1415.
12. *Eliezer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, vol.D10, p.3088.
13. *Bahcall J.N., Cabibbo N., Yahil A.* // Phys. Rev. Lett., 1972, vol.28, p.316.
14. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.
15. *Petcov S.T.* // Yad. Fiz., 1977, vol.25, p.641.
16. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493.
17. *Pontecorvo B.* // Sov. Phys. — JETP, 1967, vol.52, p.1717; see also Sov. Phys. — JETP, 1957, vol.33, p.549; 1958, vol.34, p.24.
18. *Gell-Mann M., Levy M.* // Nuovo Cim., 1960, vol.16, p.705.
19. *Cabibbo N.* // Phys. Rev. Lett., 1963, vol.10, p.531.
20. *Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L.* // Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
21. *Eliezer S., Swift A.* // Nucl. Phys., 1976, vol.B105, p.45.
22. *Zeldovich Ya.B.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1952, vol.86, p.505. *Konopinsky E.J., Mahmoud H.* // Phys. Rev., 1953, vol.92, p.1045.
23. *Schepkin M.* // Yad. Fiz., 1973, vol.18, p.153.
24. *See, e.g., Cheng T.D., Li L.F.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.1; *Marciano W., Sanda A.* // Phys. Lett., 1977, vol.67B, p.303.
25. *Clark A. et al.* // Phys. Rev., 1974, vol.D9, p.533.

*The present text is exactly that delivered in July at the Budapest Conference, without additions.

26. *Tretiakov E.F. et al.* // Proc. of the XVII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
27. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. See also: Lepton Mixing and Neutrino Oscillations, submitted to Physics Reports.
28. *Nezrik F.A., Reines F.* // Phys. Rev., 1966, vol.142, p.852.
29. *Borovoi A., Mikaelian A.* // Proc. Int. Conf. «Neutrino-77», USSR, 1977.
30. Quoted in the preprint of *Egelman E. et al.* // Harvard University, Jan. 17, 1977.
31. *Reines F.* // University of Calif., Irvine UCI-10-P19-106.
32. *Egelman E. et al.* // Harvard University preprint, Jan. 17, 1977.
33. *Mann A.K., Primakoff H.* // Phys. Rev., 1977, vol.D15, p.655.
34. *Chudakov A.E.* // Cosmnews, 1977, No.2.
35. *Pontecorvo B.* // JETP Lett., 1971, vol.13, p.281.
36. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569.
37. *Fritzsch M., Minkovsky P.* // Phys. Lett., 1976, vol.62B, p.72.
38. *Davis R., Evans D.* // Proc. Seminar on Active Processes on the Sun and the Problem of Solar Neutrino, Leningrad, Oct., 1976.
39. *Pontecorvo B.* // Chalk River Lap. Rep., 1946, PD-205.
40. *Bahcall J.N., Davis R.* // Science, 1976, vol.191, p.264.
41. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // JINR, E2-10545, Dubna, 1977.
42. *Bilenky S.M., Petcov S.T., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1977, vol.67B, p.309.
43. *Cheng T.D., Li L.F.* See Ref.24.
44. *Korenchenko S.M., Micelmacher G.V., Nekrasov K.G.* // JINR, P13-9542, Dubna, 1976.
45. *Bilenky S.M., Petcov S.T.* // Yad. Fiz., 1977, vol.25, p.1223.
46. *Petcov S.T.* // JINR, E2-10487, Dubna, 1977.
47. *Barshay S.* // Phys. Lett., 1975, vol.58B, p.86.
48. *Decker R., Pestieau J.* // Universite de Louvain preprint UCL-IPT 77/04, 1977.
49. *Marciano W.J., Sanda A.I.* // Phys. Lett., 1977, vol.67B, p.303.
50. *Barger W., Nanopulos D.V.* // University of Wisconsin preprint COO-583, 1977.
51. *Lee B.W. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.937.
52. *Treiman S.B., Wilczek F., Zee A.* // Princeton University preprint, February, 1977.
53. *Cheng T.P., Li L.F.* // University of Missouti preprint UMSL-77-2, 1977.
54. *Terezawa H.* // Prog. Theor. Phys., 1977, vol.57, No.5.
55. *Minkowski D.* // University of Bern preprint, 1977.
56. *Fritzsch H.* // Preprint CALT-68-583, 1977.
57. *Marciano W.J., Sanda A.I.* // Rockfeller University preprint COO-2232B, 122, 1977.
58. *Barshay S., Leite Lopes J.* // Strasbourg University preprint, 1977.
59. *Suzuki T. et al.* // Hokkaido University preprint, 1977.
60. *Leite Lopes J., Ragiadakos C.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.16, p.261.
61. *Altarelli G. et al.* // Preprint LPTENS 77/4, 1977.
62. *Mahapatra R.N., Sidhy D.P.* // Preprint CCNY-HEP-77/3, 1977.
63. *Pais A.* // Preprint COO-2232 B-118, 1977.
64. *Lee B.W., Shrok R.E.* // Preprint Fermilab-Pub-77/21, THY, 1977.
65. *Nieh H.T.* // Preprint ITP-SB-77-6, 1977.
66. *Barshay S.* // Phys.Lett., 1977, vol.66B, p.246.
67. *Shabalin E.P.* // Preprint ITEP-9, Moscow, 1977.
68. *Kim J.E.* // Brown University preprint, 1977.
69. *Ma E., Paksava S.* // University of Hawai preprint UN-511-229, 1977.
70. *Abud M.A., Savoy S.A.* // Geneve, DPT 1977-03-032, 1977.
71. *Wilczek J.F., Zee A.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.531.
72. *Altarelli G. et al.* // Preprint LEPTENS 77/8, 1977.
73. *Bjorken J.D., Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.622.
74. *Branco G.C.* // University of Bonn preprint HE-77-5, 1977.
75. *Beg M.A., Sirlin A.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.1113.
76. *Akama K., Chikashide J., Matsuki T.* // University of Tokyo preprint INS-288, 1977.

LEPTON MIXING AND THE «SOLAR NEUTRINO PUZZLE»*

In collaboration with S.M.Bilenky

The results of the well-known solar neutrino experiment of Davis et al. are discussed, in which the Cl–Ar method is used. The result of the experiment, a too small neutrino signal (the so-called «solar neutrino puzzle»), has been tentatively accounted for in a number of quite exotic explanations. It appears that the explanation in terms of lepton mixing and neutrino sterility is quite attractive from the point of view of present day elementary particle physics and is much more natural than the other explanations of the «puzzle».

1. Neutrino Oscillations and Lepton Charge

The possibility of neutrino mixing and of its corollary, neutrino oscillations, was discussed qualitatively [1] a long time ago. The original motivation for considering neutrino oscillations was purely phenomenological and very simple: the oscillations give us a new very sensitive method, as interference methods usually are, of investigating experimentally possible lepton charge violations. The importance of oscillations for the interpretation of the observations in the field of neutrino astronomy (which were only being planned at the time) was recognized and a mechanism suppressing the solar neutrino signal was pointed out [1]. However, neutrino oscillations were not invented for the sake of explaining the «solar neutrino puzzle». So is called in the literature [2] the deficiency** in the solar neutrino flux observed by Davis et al. (see Ref.3 and related references therein) in the well-known experiment, based on the Cl–Ar method of detecting neutrinos [4].

2. Oscillations and Solar Neutrino Experiments

If there are oscillations, the suppression of the solar neutrino signal is due to the sterility [1] of a fraction of neutrinos (ν_μ in the case of two neutrino types). In such a case the intensity of ν_e with momentum p at a distance R from a source of ν_e is given [5—7] by:

$$I_{\nu_e}(R, p) = \left(1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta + \frac{1}{2}\sin^2 2\theta \cos 2\pi \frac{R}{L(p)}\right) I^0_{\nu_e}(R, p), \tag{1}$$

where $I^0_{\nu_e}$ is the ν_e intensity which would be expected in the absence of oscillations, θ is the mixing angle, $L(p) = 4\pi p / |m_1^2 - m_2^2|$ is the oscillation length, m_1 and m_2 are

*JINR Preprint E2-10545, Dubna, 1977; Comments Nucl. Part. Phys., 1977, vol.7, No.5, p.149—152.

**In Ref.3 there are presented the results of measurements performed from April 1970 till February 1976. In such a period the averaged rate of ^{37}Ar production by solar neutrinos in the reaction $\nu_e + {}^{37}Cl \to$ $\to e^- + {}^{37}Ar$ was found to be 1.4 ± 0.4 SNU. (1 SNU = 10^{-36} events/sec ^{37}Cl atom). The expected rate, according to the standard Solar model, is equal to 6 ± 2 SNU (see Ref.2 and related references therein).

the masses of neutrinos ν_1 and ν_2 of which the usual «phenomenological» particles ν_e and ν_μ are coherent superpositions (see below). One must average the expression (1) over the Sun region in which neutrinos are effectively generated, over the momentum of detectable neutrinos and over the Sun–Earth distance. If $L(\bar{p}) << R$ (the proper average over p is performed by the detector), the oscillating term in (1) turns out to be zero on averaging, so that the intensity $\bar{I}_{\nu_e}$ may be found in the interval from $(1/2)\,\bar{I}^0_{\nu_e}$ (when $\theta = \pi/4$, maximum mixing) to $\bar{I}_{\nu_e}$ ($\theta = 0$, no mixing) [1,5]. In the case of a number of neutrino types $N \geq 2$, the average intensity ν_e may be found in the interval between $(1/N)\,\bar{I}^0_{\nu_e}$ and $\bar{I}^0_{\nu_e}$ [8—10]. Let us remark here that even in the case of only two types of neutrinos the observed signal from solar neutrinos may be considerably smaller than the expected one, if the oscillation length is about equal to the Sun–Earth distance. The cosine term in (1) may then survive after averaging over the momentum of neutrinos, so that we have another possibility [5,11,12] of getting a low neutrino signal (this possibility, of course, is rather accidental).

Thus, under the assumption that there exist neutrino oscillations, there is nothing surprising if the solar neutrino signal turns out to be definitely smaller than the expected one the only requirement being that the mixing angle should not be small.

3. Lepton Mixing in Old and Present Days

A consistent way of introducing lepton mixing, which is similar to the quark mixing suggested in the well-known papers of Cabibbo and Glashow, Iliopoulos, Maiani [1,3], was first given in Ref.5. The fields of neutrinos ν_e and ν_μ are described by orthogonal combinations

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \qquad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta, \tag{2}$$

where θ is the mixing angle, ν_1 and ν_2 are the fields of neutrinos with definite masses m_1 and m_2. The ordinary particles ν_e, ν_μ have no definite masses and are not described by stationary states (there arise oscillations $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$, $\bar{\nu}_e \rightleftarrows \bar{\nu}_\mu$). In Ref.5 neutrinos are mixed but lepton mixing is not recognized in itself as a theoretically attractive feature. The last circumstance is due to the fact that i) in paper [5] ν_1 and ν_2 are Majorana particles and ii) that orthogonal combinations of the s and d quarks a la Cabibbo—Glashow had not yet been introduced.

In Refs. 6, 14 the fields of ν_e and ν_μ are described by orthogonal combinations identical to those of expressions (2), but ν_1 and ν_2 are Dirac fields. The motivation for lepton mixing in these papers is the assumption of a deep analogy between leptons and quarks. In other investigations there are supplementary motivations for such a

mixing (see, for example, [10]). At the present time lepton mixing (together with its numerous consequences) is being very widely discussed, as it can be seen in Ref.15, where the list of quoted papers is in no way full.

Thus in the last two years a change in the general opinion has been taking place in the sense that lepton mixing, although not proved, is nevertheless being considered as a natural and theoretically attractive feature. One should mention also that after the growing evidence for the existence of a heavy charged lepton [16] (together with which a new type of neutrino might be associated), the mixing of $N > 2$ neutrinos seems today to be a natural possibility, (although it looked as a far-fetched one at the time when it was suggested [8]).

4. Neutrino Oscillations and the «Solar Neutrino Puzzle»

If really the solar neutrino flux is definitely smaller than the calculated one and if the related calculations are reliable, the solution of the «puzzle» in terms of lepton mixing is in our opinion much more natural than any other solution put forward until now. Many such suggestions are listed in the paper of Bahcall and Davis [2], where one may find the corresponding references. They include the assumption that neutrinos decay [17] on their way from the Sun to the Earth and the following exotic astrophysical suggestions: the Sun energy is not generated in thermo-nuclear reactions; there is a black hole inside the Sun; the Sun is not in a state of equilibtium and its apparent luminosity, due to the very slow process of diffusion of photons from the central part to the surface, is much higher than its «internal luminosity», about which information is almost instantaneously obtained in neutrino experiments; the Sun in the past has substantially increased its mass from outside, so that its internal and external regions have an entirely different composition, a circumstance which would make quite wrong the results of calculations based on homogeneous models, etc.

Thus, if we really believe that there is a solar neutrino deficiency, we have in our hands an explanation reasonable, not exotic, attractive from the point of view of today elementary particle physics, an explanation which was not invented «ad hoc» to solve the «solar neutrino puzzle»: lepton mixing. Contrary to other solutions of the «solar neutrino puzzle», which were listed above, its explanation in terms of lepton mixing can be experimentally checked either directly or indirectly (see, for example, [7]). These experiments should include a search for solar neutrino oscillations in which different neutrino detectors are used, searches for cosmic neutrino oscillations, for oscillations of neutrinos from reactors, meson factories and high energy accelerators, searches for such processes as $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$, $\mu + N \to e + N$, etc.*

*Such processes could be perfectly well observable [15] if there is lepton mixing and if there exist heavy leptons. Is there any connection between, say, the $\mu \to e\gamma$ process and the phenomenon of neutrino oscillations? The observation of anyone of these effects would mean that there is lepton mixing. In this general sense and only in this sense the observation of the $\mu \to e\gamma$ decay would make the existence of oscillations more likely, and conversely.

Let us note in conclusion that the solution of the «solar neutrino puzzle» in terms of lepton mixing would imply for the simplest case of two neutrino types that:

1) the neutrino mixing is substantial (θ is not far away from $\pi/4$);

2) the oscillation length is smaller than the Sun–Earth distance, from which it follows that $|m_1^2 - m_2^2|^2 \gtrsim 10^{-11}$ eV^2*.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna April 4, 1977

REFERENCES

1. *Pontecorvo B.* // Sov. Phys. — JETP, 1967, vol.53, p.1717; see also Sov. Phys. — JETP, 1957, vol.33, p.549; Sov. Phys. — JETP, 1958, vol.34, p.247.
2. *Bahcall J., Davis R.* // Science, 1976, vol.191, p.264.
3. *Davis R., Evans J.C.* // Proc. Leningrad Conf. on Active Processes on the Sun, Leningrad, 1976.
4. *Pontecorvo B.* // Chalk River Report, PD-205, 1946.
5. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493.
6. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.
7. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, vol.II, B122; and JINR, E2-10032, Dubna, 1976.
8. *Pontecorvo B.* // JETP Lett., 1971, vol.13, p.281.
9. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569.
10. *Fritzsch H., Minkowsky P.* // Phys. Lett., 1976, vol.62B, p.72.
11. *Bahcall J., Frautschi S.* // Phys. Lett., 1969, vol.29B, p.623.
12. *Pontecorvo B.* // Uspekhi Fiz. Nauk, 1971, vol.104, p.3.
13. *Cabibbo N.* // Phys. Lett., 1963, vol.10, p.531.
    Glashow S.L., Iliopoulos J.I., Maiani L. // Phys. Rev., 1970, D2, p.1285.
14. *Eliezer S., Ross D.A.* // Phys. Rev., 1974, D10, p.3088.
15. *Bilenky S.M., Petcov S.T., Pontecorvo B.* // JINR, E2-10374, Dubna, 1977; Phys. Lett. (to be published).
    Shabalin E.P. // Preprint ITEP-9, 1977;
    Barger V., Nanopulos D.V. // COO-583, 1977;
    Cheng P.T., Li L.F. // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.381;
    Wilczek F., Zee I.A. // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.531;
    Bjorken J.D., Weinberg S. // SLAC-PUB-1868, 1977;
    Treiman S.B., Wilczek F., Zee A. // Princeton University preprint, February, 1977;
    Marciano W.J., Sanda A.I. // Preprint COO-2232B-116;
    Lee B.W., Pakvasa S., Shrock R.E., Sugawara H. // Preprint Fermilab-Pub-77/20, 1977;
    Decker R., Restieau J. // UCL-IPT-77/04;
    Marciano W.J., Sanda A.I. // Preprint COO-2232B-122, 1977;
    Pais A. // Preprint COO-2232B-118, 1977.
16. *Perl M.L. et al.* // Phys. Rev. Lett., 1977, vol.38, p.117.
17. *Bahcall J.N., Cabibbo N., Yahil A.* // Phys. Rev. Lett., 1972, vol.28, p.316.

*To obtain this result one must take into account that the effective neutrino momentum is about 10 MeV for neutrinos relevant in the experiment [3].

LEPTON MIXING, $\mu \to e + \gamma$ DECAY AND NEUTRINO OSCILLATIONS*

In collaboration with S.M.Bilenky, S.T.Petcov

The $\mu \to e\gamma$ decay is investigated in a gauge theory with lepton mixing under the assumption that in nature there exist heavy leptons. It is shown that for lepton masses of the order of a few GeV the $\mu \to e\gamma$ decay probability may well be close to its experimentally determined upper limit. The relation between such a decay process and neutrino oscillations is briefly considered.

1. Neutrinos Only. It is well known that the charged lepton current in the standard theory of weak interaction has the form:

$$j_\alpha = \bar{\nu}_{eL}\gamma_\alpha e_L + \bar{\nu}_{\mu L}\gamma_\alpha \mu_L, \tag{1}$$

where ν_e and ν_μ are the operators of the electron and muon neutrino fields $e_L = \{(1 + \gamma_5)/2\}e$, etc. In such a theory, the decay $\mu \to e + \gamma$ obviously is strictly forbidden.

In Refs. 1, 2 the assumption was made that ν_e and ν_μ in the expression of the current are orthogonal combinations of the fields of two neutrinos ν_1, ν_2 with finite masses m_1, m_2

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \qquad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta, \tag{2}$$

where θ is a mixing angle.

In such a theory new phenomena arise as neutrino oscillations [2] and the processes $\mu \to e\gamma$, $\mu \to 3e$, etc., due to neutral asymmetrical lepton currents induced by a high order perturbation theory.

Calculations [3] based on the above-mentioned theory however, show that the probabilities of the processes $\mu \to e\gamma$, etc. are in magnitude by many orders smaller than the experimental upper limits. The ratio of the $\mu^+ \to e^+\gamma$ decay probability to the $\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ decay probability, according to Ref.3 is**

$$R_\mu = \frac{\Gamma(\mu^+ \to e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)} = \frac{3}{32}\frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2}\right)^2 \sin^2\theta \cos^2\theta, \tag{3}$$

where M_W is the mass of the intermediate W boson ($M_W \geq 37$ GeV).

---

*Phys. Lett , 1977, vol. 67B, p.309—312.

**Let us note incidentally that some inaccuracies present in the JINR Preprint P2-9595, Dubna, 1976 were corrected in Ref.3.

If the mixing angle θ is close to $\pi/4$, a consideration of possible neutrino oscillations in experiments already performed allows one to conclude [2] that

$$|m_1^2 - m_2^2| \leq 1 \text{ eV}^2. \tag{4}$$

With such a limit for $|m_1^2 - m_2^2|$ the upper limit R_μ would be smaller than the experimentally established [4,5] upper limit

$$R_\mu^{\exp} < 2.2 \cdot 10^{-8}, \tag{5}$$

by several tens of orders of magnitude.

If the mixing angle is small ($\sin^2\theta \leq 10^{-2}$) limits on the neutrino mass difference cannot be obtained anymore by considering neutrino oscillations, and

$$m_1 < 35 \text{ eV}, \quad m_2 < 0.65 \text{ MeV} \tag{6}$$

(35 eV and 0.65 MeV are the upper limits of the electron neutrino [6] and muon neutrino [7] masses, correspondingly). For such limits the upper limit of R_μ is much larger than in the case (4), but is still much smaller than the experimental limit (5). Assuming $M_W = 60$ GeV from (3) and (6) we get

$$R_\mu < 3 \cdot 10^{-26}.$$

Thus the only method of testing neutrino mixing, if there are only two neutral leptons (i.e., two neutrinos), is to investigate neutrino oscillations*.

It can be shown that also in the case of mixing of n neutrinos of finite masses the ratio R_μ is smaller than the experimental upper limit by many orders of magnitude.

2. Heavy Neutral Leptons. The situation might radically change if in nature there exist heavy leptons** (hereafter we shall use the word neutrinos for neutral leptons with masses less than the electron mass, and shall call heavy neutral leptons those with masses larger than the electron mass). Let us consider the $\mu \to e\gamma$ decay in such a case. For illustration we shall choose a concrete scheme. We assume that the lepton charged current is given by the expression

$$j_\alpha^l = j_\alpha + j_\alpha'. \tag{7}$$

The first term is given by expression (1), while the second is

$$j_\alpha' = \bar{N}_{eR}\, \gamma_\alpha e_R + \bar{N}_{\mu R}\, \gamma_\alpha \mu_R, \tag{8}$$

where

$$N_e = N_1 \cos\theta' + N_2 \sin\theta', \qquad N_\mu = -N_1 \sin\theta' + N_2 \cos\theta'. \tag{9}$$

---

*As is shown in Ref.8, experiments designed to investigate neutrino oscillations at artificial neutrino facilities might permit one to test the neutrino mixing hypothesis $|m_1^2 - m_2^2| \geq 10^{-2}$ eV. If $|m_1^2 - m_2^2| \gg 10^{-2}$ eV^2, such a hypothesis must be tested in solar neutrino experiments.

**It is known that experiments performed at colliding $e^+ - e^-$ beam facilities give serious indications that heavy charged lepton with mass about 1.8 GeV does exist [9]

In these expressions N_1 and N_2 are the field operators of the heavy leptons with masses M_1 and M_2, θ' is a mixing angle. Obviously $M_1, M_2 \geq M_K$, where M_K is the kaon mass. Thus we have assumed that the field operators of heavy neutral leptons are associated only with the right-handed current. Let us remark that such a current arises in schemes based on exceptional groups [10]. Let us remark also that the so-called «high y anomaly» [11] as well as the increase with energy [11] of the ratio of the antineutrino and neutrino cross section

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X)}{\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X)}$$

give some evidence for right-handed currents [12], although these effects might be interpreted in a different way [13]. The $SU_2 \times U_1$ gauge theory of the weak and electromagnetic interactions with the charged current given by expression (8), clearly implies that the neutral current of charged leptons is a vector current*.

The diagrams for the $\mu \to e + \gamma$ decay are presented in Fig.1 (unitary gauge).

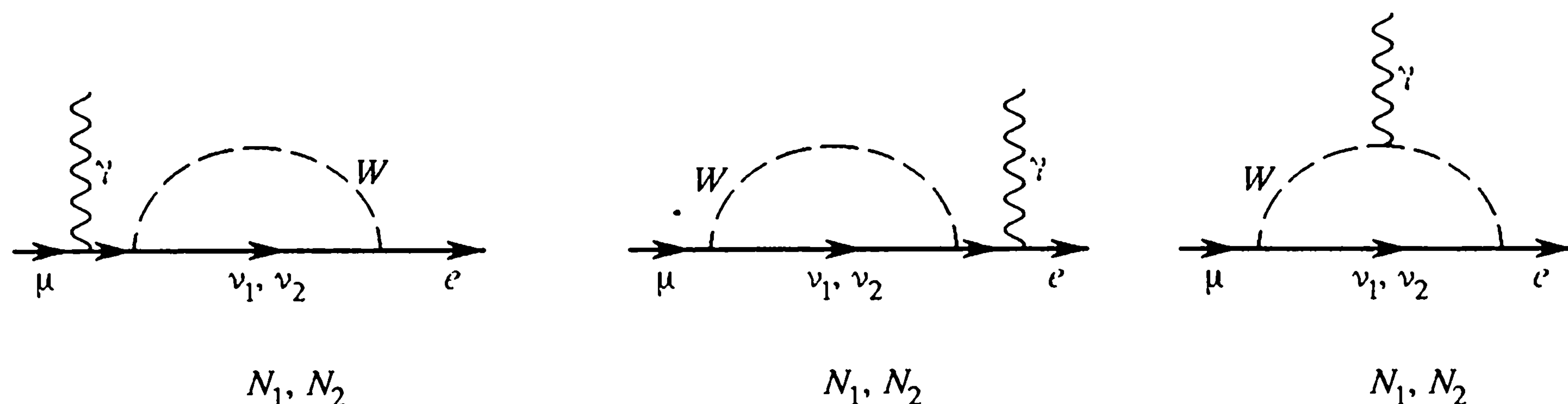


Fig.1. Diagrams for the $\mu \to e\gamma$ process

Neglecting the contribution from the diagrams with virtual neutrinos we get for the probability** of the $\mu \to e\gamma$ decay:

$$\Gamma(\mu \to e\gamma) = \frac{G^2 m_\mu^5}{128\pi^3} \frac{\alpha}{16\pi} \left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2\theta' \cos^2\theta'. \tag{10}$$

The ratio of the $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ to the $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ decay probabilities is

$$R_\mu = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2\theta' \cos^2\theta'. \tag{11}$$

*In the scheme which is considered here the right-handed charged hadron current has the form $J_\alpha' = \bar{u}_R \gamma_\alpha b'_R + \bar{c}_R \gamma_\alpha r'_R$, where b' and r' are orthogonal combinations of the field operators of the heavy quarks b and r. Clearly, the corresponding neutral hadron current contains vector and axial components as well.

**Expression (10) is obtained under the assumption that $M_i^2/M_W^2 \ll 1$ $(i = 1, 2)$.

Of course R_μ has a maximum value for $\theta' = \pi/4$, and below we shall consider only this case. From (5) and (11) it follows that $(|M_1^2 - M_2^2|/M_W^2)^{1/2} < 1.4 \cdot 10^{-1}$. Taking $M_W = 60$ GeV we get $\sqrt{|M_1^2 - M_2^2|} < 8.5$ GeV and consequently $|M_1 - M_2| < 8.5$ GeV*. Some values of R_μ for various values of $\sqrt{|M_1^2 - M_2^2|}$ are given in the Table.

Thus we conclude that, if lepton mixing occurs and neutral leptons with masses of few GeV do exist, the probability of the $\mu \to e\gamma$ decay might be close to its experimental upper limit [4,5] and could be measured in the range of values ($R_\mu \geq 10^{-11}$), which can be investigated by subtle experimental methods as the facility ARES [14].

Table. Values of R_μ for different values of the parameter $\sqrt{|M_1^2 - M_2^2|}$ ($M_W = 60$ GeV)

$\sqrt{\lvert M_1^2 - M_2^2\rvert}$ (GeV)	R_μ
1	$4.2 \cdot 10^{-12}$
2	$6.7 \cdot 10^{-11}$
3	$3.4 \cdot 10^{-10}$
4	$1.1 \cdot 10^{-9}$

We have considered above the case of two heavy neutral leptons. Now we shall give the expression for R_μ in a scheme [15] with n charged leptons (e, μ, L_1, ...) neutrinos and neutral heavy leptons. The right-handed charged current in such a scheme is given by the expression

$$j_\alpha'' = \overline{N}_{eR}\,\gamma_\alpha\, e_R + \overline{N}_{\mu R}\,\gamma_\alpha\, \mu_R + \overline{N}_{L_{1R}}\,\gamma_\alpha L_{1R} + \ldots$$

where $N_l = \sum_{l=1}^{n} O_{li} N_i$ ($l = e, \mu, L_1, \ldots$) and O is an orthogonal matrix, N_i is the field operator of the heavy neutral lepton with mass M_i. The ratio R_μ in this case is

$$R_\mu = \frac{3}{32}\frac{\alpha}{\pi}\left(\sum_{i=1}^{n} O_{ei} O_{\mu i} \frac{M_i^2}{M_W^2}\right)^2.$$

3. Heavy Charged Leptons. In the case considered above the $\mu \to e\gamma$ decay is due to the charged lepton current, but one may consider a different mechanism for it. For example, this decay might be due to a neutral current, if in the weak interaction Hamiltonian there is a (neutral current) term inducing transitions $\mu \to L_i \to e$ (L_i is a

*Here the analogy between quarks and leptons is clearly apparent in the possibility of drawing conclusions on the upper limit of heavy lepton mass differences from the low rate of a process, the $\mu \to e\gamma$ decay, in which induced asymmetrical lepton neutral currents are acting: this reminds us of the well known prediction that the charmed quark mass could not be much higher than a few GeV obtained from the small amplitudes of processes induced by asymmetrical hadron neutral currents, such as $K^0 \rightleftarrows \overline{K}^0$, $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$, etc.

heavy charged lepton) with the emission (or absorption) of a Z boson or a Higgs boson.

4. Neutrino Oscillations and $\mu \to e\gamma$ Decay. Below we discuss the relation between the hypothetical phenomena of neutrino oscillations and of the $\mu \to e\gamma$ decay. The observation of such phenomena would show that lepton mixing takes place indeed. In such a general sense the observation of either of these effects would make the existence of the other more likely; in particular, the neutrino masses probably would be finite. Apart from this general connection, it should be emphasized however, that neutrino oscillations and processes as the $\mu \to e\gamma$ decay, etc., might well be entirely unconnected.

First, one can think of the case in which neutrino oscillations might be observable, but the process $\mu \to e\gamma$ is in fact unobservable: this is the situation discussed at the beginning of this note when there are only neutrinos, but not heavy neutral leptons.

Second, one can imagine a situation in which the $\mu \to e\gamma$ decay is perfectly observable (let us say that there are heavy neutral leptons of sufficiently high masses) but neutrino oscillations are unobservable, for example, because of a small mixing angle and/or a small difference in the neutrino masses*.

Third, one can imagine cases similar to the one presented in the previous paragraph, when the $\mu \to e\gamma$ decay is observable (heavy charged lepton and asymmetrical neutral current in the Hamiltonian) but the neutrino oscillations may be completely absent (not only unobservable in practice), because the process $\mu \to e\gamma$ could have no relation whatever to the oscillations.

5. Conclusions. Let us remark here that among many possible schemes only one concrete was considered. The general conclusion is that lepton mixing and the existence of heavy leptons with masses of a few GeV would imply that the $\mu \to e\gamma$ decay is well in the range of possible experimental observations. From our discussion it follows that both the process of neutrino oscillations and the $\mu \to e\gamma$ decay (as well as all the other processes connected with induced asymmetrical lepton neutral current) should be investigated experimentally even at an accuracy slightly better than the existing one.

We are grateful to S.M.Korenchenko and G.V.Micelmacher for valuable discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna February 22, 1977

REFERENCES

1. *Eliezer S.E., Ross D.* // Phys. Rev., 1975, vol.D8, p.3088.
2. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248.

*An example where neutrino oscillations would be difficult to observe in the presence of heavy leptons was discussed in Ref.16.

3. *Petcov S.T.* // JINR Preprint E2-10176, Dubna, 1976.
4. *Parker S., Anderson H.L., Rey C.* // Phys. Rev., 1964, vol.B133, p.768.
5. *Korenchenko S.M. et al.* // Yad. Fiz., 1971, vol.13, p.341.
6. *Tretjakov F. et al.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
7. *Clark A. et al.* // Phys. Rev., 1974, vol.D9, p.533.
8. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
9. *Perl M.L. et al.* // Phys. Lett., 1976, 63B, p.466.
10. *Gursey F., Sikivie P.* // Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.755.
11. *Mann A.K.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
12. *Barnett M.* // Phys. Rev. Lett., 1976, vol.36, p.1163.
13. *Gershtein S.S.* // Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
14. *Korenchenko S.M., Micelmacher V.G., Nekrasov K.G.* // JINR Preprint PB-9542, Dubna, 1976.
15. *Fritsch M., Minkovsky P.* // Phys. Lett., 1976, vol.62B, p.72.
16. *Cheng T.P.* // Phys. Rev., 1976, D14, p.1367.

1979

TAGGING DIRECT NEUTRINOS. A FIRST STEP TO NEUTRINO TAGGING*

As is well known, high-energy neutrino investigations are performed by using neutrino beams from π and K decays ($\pi \to \mu\nu$, $K \to \mu\nu$), that is by letting the pions and the kaons decay over a large distance (the so-called decay length).

The possibility of using tagged-neutrino beams in high-energy experiments must have occurred to many people. In tagged-neutrino experiments it should be required that the observed event due to the interaction of the neutrino in the neutrino detector would properly coincide in time with the act of neutrino creation ($\pi \to \mu\nu$, $K \to \mu\nu$, $K \to e\nu\pi$, ...). Of course, in tagged-neutrino experiments the properties of neutrino beams (type, direction and energy) will be much better known than in the experiments performed so far. The main difficulty in designing such a facility is that the effective neutrino source (which is also the source of the charged particles to be detected in coincidence with the neutrino event) has a length equal to the decay length (of the order of hundreds of metres). In spite of the difficulties it seems that sooner or later such facilities will be available at various high-energy accelerators. Naturally such a maximum programme would provide an extremely useful facility. Since the main difficulty in designing a tagged-neutrino facility is connected with the (large) scale of the decay length involved, let us turn our attention to such neutrino experiments, in which the decay length is deliberately shortened, that is to beam dump experiments. In such experiments direct neutrinos are looked for, that is neutrinos which are neither produced in pion nor in kaon decays. In the present note I am suggesting a relatively simple device, a sort of minimum neutrino tagging programme, which could be put to work without very serious difficulties in beam dump experiments.

Direct neutrino experiments have been proposed [1,2] a long time ago and were even performed at a very low level of sensitivity [3]. At the Neutrino-75 Conference they were discussed in detail in connection with the charm problem [4]. In 1977 [5] the first large-scale beam dump experiment was performed in Serpukhov but direct neutrinos were not revealed, which is not surprising, since the incoming-proton energy was only 70 GeV. Direct neutrinos were observed first** at the 400 GeV CERN

---

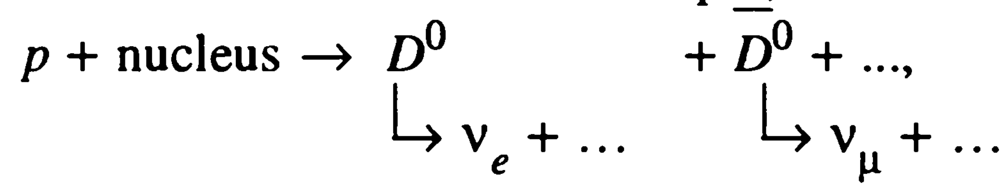
*Lett. Nuovo Cim., 1979, vol.25, p.257—259.

**At first sight it seems incredible that a reaction of the type p + nucleus $\to C + ...$ (where C is a charmed particle) was first observed by detecting neutrinos. By analogy one could imagine that pions had not been discovered by Lattes, Occhialini and Powell by detecting the muon in the decay, but by detecting neutrinos at modern facilities! Again, one could imagine that Becquerel had discovered the radioactivity not observing beta-rays, but by detecting neutrinos from a radioactive source of fantastically high intensity Of course, the paradox disappears when one makes a detailed analysis of beam dump experiments (background, scale of the experiments, etc.)

accelerator, by three groups who used as neutrino detector bubble chambers [6,7] and the CDHS detector [8]. It was found that the number of direct ν_e was comparable with the number of direct ν_μ, as one would expect if direct neutrinos arise in the decay of charmed particles. The situation, however, is still not fully clear [6—9].

The proposal which is made here is that in a beam dump experiment the detected direct neutrinos were observed in a (proper) coincidence with a forward muon. The large-acceptance muon detector system must be placed in the shield of the neutrino facility far away downstream from the region of direct-neutrino generation (that is at distances which are not reached by hadrons), but substantially closer to such a region than the neutrino detector. Important details such as the event threshold, the types of detector, the high muon rate, the optimal time length of the proton beam, etc., will not be discussed here.

This type of experiment should help us to clarify the question about the associated production of charmed particles in nucleon-nuclear collisions and could help in determining the lepton branching ratio in charmed-particle decays. There are several types of experiments one may think of. In all of them the main difficulty is the small counting rate of the neutrino detector. As an example, let us consider the reaction



$$p + \text{nucleus} \to D^0 \; (\hookrightarrow \nu_e + \ldots) \; + \bar{D}^0 \; (\hookrightarrow \nu_\mu + \ldots) + \ldots,$$

where the particles which must be observed in coincidence are underlined. The very fact that direct neutrinos have been observed in neutrino beam dump experiments (without tagging) demonstrates the feasibility of the more informative experiment with tagged direct neutrinos.

As mentioned in Ref.4, quite apart from neutrino detecting, the facility mentioned above should reveal events with one or more direct muons. In the case of two muons, for example, the background of usual muons from π and K decays is obviously negligible. The comparison of prompt muons from well-known sources and from less-known sources should be quite usefull.

It is a pleasure to thank S.Bilenky, I.Golutvin, S.Denisov and A.Mukhin for discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna June 1, 1979

REFERENCES

1. *Schwartz M.* // Rep. Prog. Phys., 1965, vol.27, p.75.
2. *Pontecorvo B.* // Proc. of the XV Int. Conf. on High-Energy Physics, Kiev, 1970, p.687.
3. See, e.g., *Fryberger D. et al.* // Quoted in Science News, 1971, vol.100, p.252.
4. *Pontecorvo B.* // Proc. Conf. «Neutrino-75», Balatonfored, 1975, vol.2, p.124.
5. *Vovenko A. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-77», Baksan Valley, June 1977, vol.1, Moscow, 1978, p.299;
   See also *Mukhin A. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-78», Purdue U.P., 1978, p.58.
6. *Grosser H. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-78», Purdue U.P., 1978, p.591.
7. *Escombes B. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-78», Purdue U.P., 1978, p.607.
8. *Devaus B. et al.* // Proc. Conf. «Neutrino-78», Purdue U.P., 1978, p.617.
9. *Kleinknecht K.* // Proc. of the XIX Int. Con. on High-Energy Physics, Tokyo, 1978, p.378.

1980

MAJORANA AND DIRAC MASSES, NEUTRINO OSCILLATIONS AND THE NUMBER OF CHARGED LEPTONS*

In collaboration with S.M.Bilenky

A new scheme of lepton mixing is proposed in which the number of charged leptons, as well as the number of neutrino types, must be even. Dirac and Majorana masses coexist and a hierarchy of different oscillation types is quite natural (for example $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ oscillations might be suppressed with respect to $\nu_e \rightleftarrows \nu_\tau$ oscillations).

1. The question whether the neutrino masses are identically equal to zero and the related question of lepton mixing are extremely important. Recently a direct experiment to measure the $\bar{\nu}_e$ mass from ^{3}H decay [1] and a number of experiments [2—6] searching for neutrino oscillations [7,8] increased the interest of the question as they seem to give some indications for nonzero neutrino masses. It is worth noting that the recent developments of grand unified models nicely accommodates finite neutrino masses [9].

There are several schemes of lepton mixing and neutrino oscillations, a table of which was given, for example, in Ref.8, p.255 for the case when the initial neutrinos are ν_e. In this note we wish to discuss one possibility which does not appear in that table. Namely the following: in the lepton sector Nature has chosen out of various possibilities just that which brings the description in terms of Majorana masses on the same footing as the description in terms of Dirac masses. This possibility seems to us attractive for the following reasons:

(i) The fact that the classical massless Dirac longitudinal neutrino is indistinguishable [10] from the Majorana one is rather suggestive.

(ii) In a recent paper [11] it was shown that in the most general case it is impossible to observe a different behaviour of neutrino oscillations for the case of Majorana and Dirac masses.

Before we expose the new scheme let us briefly summarize all lepton mixing schemes, keeping in mind the charged lepton current has the form

$$j_\alpha = 2(\bar{\nu}'_L \gamma_\alpha l_L), \tag{1}$$

*Phys. Lett., 1980, vol.95B, p.233—236.

where

$$\nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}, \quad l = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}, \tag{2}$$

and ν_l' are the eigenvalues of the weak interaction. The mixing is determined by the structure of the mass term. Until now only neutrino mass terms of the following types have been considered.

(1) Dirac mass term [12]:

$$\mathcal{L} = -\bar{\nu}_R' M \nu_L' + \text{h.c.}, \tag{3}$$

where M is a complex $N \times N$ matrix. After diagonalization of the matrix M we get

$$\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N} m_i \bar{\nu}_i \nu_i, \tag{4}$$

where ν_i is a Dirac field of mass m_i. We have

$$\nu'_{lL} = \sum_{i=1}^{N} U_{li} \nu_{iL} \tag{5}$$

($l = e, \mu, \tau, \ldots$); here U is the $N \times N$ mixing matrix. Note that in this scheme the right components of the neutrino fields have no function in the usual weak current (1), although they are present in the mass term.

(2) Majorana mass term [13]:

$$\mathcal{L} = -(\bar{\nu}'_L)^c M \nu'_L + \text{h.c.} = \nu'_L C^{-1} M \nu'_L + \text{h.c.} \tag{6}$$

($(\nu'_L)^c = C\nu'_L = \nu'^c_{R_T}$; C is the charge conjugation matrix, $C\gamma^T_\alpha C^{-1} = -\gamma_\alpha$, $C^T = -C$).

After diagonalization of the matrix M we get

$$\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N} m_i \bar{\chi}_i \chi_i, \tag{7}$$

where $\chi_i = C\bar{\chi}_i$ is a Majorana field of mass m_i. Clearly

$$\nu'_{lL} = \sum_{i=1}^{N} U_{li} \chi_i. \tag{8}$$

Note that in this scheme the neutrino field components which are present in the mass term are present in the ordinary weak current as well.

In both cases considered above with Dirac and Majorana mass terms the number of neutrinos ν_e, ν_μ, ...* are equal to the number of neutrinos ν_1, ν_2, ... with definite masses. This means that in both schemes only oscillations of the type $\nu_l \rightleftarrows \nu_{l'}$, $\bar{\nu}_l \rightleftarrows \bar{\nu}_{l'}$, $(l' \neq l)$ occur. Moreover it can be shown [11] that it is impossible to observe a different behaviour** of the oscillations for the case of Dirac and Majorana masses even in the most general case of *CP* violation [14]. This once again suggests that a natural possibility would be the coexistence of Dirac and Majorana mass terms. A possible scheme of such a type was considered in Ref. 15 (see also Ref.8, p.255):

$$\mathcal{L} = -(\bar{\nu}''_L)^c M \nu''_L + \text{h.c.}, \tag{9}$$

where

$$\nu'' = \begin{pmatrix} \nu' \\ \nu'^c \end{pmatrix}$$

is a $2N$ column, and M is a symmetric $2N \times 2N$ complex matrix. Clearly, in (9) Dirac as well as Majorana mass terms are present. After diagonalization we have

$$\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{2N} m_i \bar{\chi}_i \chi_i , \tag{10}$$

and

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^{2N} U_{li} \chi_{iL}, \tag{11}$$

where $\chi_i (i = 1, ..., 2N)$ are Majorana fields of mass m_i and the index l may have N values, e, μ, τ, ... It should be noted that in such a scheme the number of Majorana neutrinos with definite masses is twice as large as the number of phenomenological neutrinos. As a result, in addition to the usual oscillations $\nu_{lL} \rightleftarrows \nu_{l'L}$ $(\bar{\nu}_{lR} \rightleftarrows \bar{\nu}_{l'R})$ there appear rather exotic oscillations such as $\nu_{lL} \rightleftarrows \bar{\nu}_{l'L}$ $(\bar{\nu}_{lR} \rightleftarrows \nu_{l'R})$.

2. The scheme (3) discussed above is not «economical» in the sense that in the mass term right-handed components of the neutrino fields appear. Here we construct the most economical scheme with Dirac and Majorana mass terms in such a way that only physical components of the neutrino fields are present in the mass terms. An embryo of our scheme is well known: it is the old lepton scheme suggested for massless neutrinos by Zeldovich and Konopinsky and Mahmoud in Ref.16. According to such a scheme conceived at a time when only electrons and muons were known,

*Note that here and below we conserve the usual notation ν_e, ν_μ, ... for the phenomenological particles undergoing the weak interaction.

**Clearly such processes as neutrinoless double β decay are possible in principle in scheme (2) but not in scheme (1)

there is a four-component neutrino with only one additive lepton number, which takes opposite values for e^- and μ^- (and of course ν_e and ν_μ). In this scheme the charged current is

$$j_\alpha = 2(\bar{\nu}'_L \gamma_\alpha l_L), \tag{12}$$

where

$$\nu' = \begin{pmatrix} \nu \\ \nu^c \end{pmatrix}, \quad l = \begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix}. \tag{13}$$

Incidentally we note that in order to construct an $SU(2) \times U(1)$ Glashow—Weinberg—Salam theory with the current (12) we must assume that $(\nu_L\ e_L)^T$ and $(\nu_L^c\ \mu_L)^T$ transform as doublets.

Let us consider now the possibility that the lepton charge (only one for the considered case of the two charged leptons e and μ) is violated by neutrino mass terms (let us say in the Higgs sector). The most general neutrino mass term obtains the form

$$\mathcal{L} = -(\bar{\nu}'_L)^c M \nu'_L + \text{h.c.}, \tag{14}$$

where M is a complex symmetric 2×2 matrix. The usual diagonalization yields

$$\mathcal{L} = -\sum_{i=1,2} m_i \bar{\chi}_i \chi_i, \tag{15}$$

$$\nu'_L = U\chi_L, \tag{16}$$

where χ_i is a Majorana field of mass m_i.

In the scheme considered here the four phenomenological neutrinos ν_e, ν_μ, $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ correspond to the four states of two Majorana neutrinos with different masses, only the physical components of the neutrino fields being present in the current and in the mass term. In this sense the above scheme is for the case of two charged leptons identical to the scheme first proposed in Ref.13 (see scheme (2) above). An essential difference between these two schemes arises when the number of charged leptons is larger than 2. The scheme of the type of Ref.13 can be constructed for any number of charged leptons whereas the scheme that we are proposing requires an even number of charged leptons.

The expressions (14)—(16) can be generalized without difficulties to the case of $2N$ charged leptons:

$$j_\alpha = 2(\bar{\nu}'_L \gamma_\alpha l_L), \tag{17}$$

where

$$\nu' = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_1^c \\ \nu_2 \\ \nu_2^c \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}, \quad l = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \\ \xi \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix}. \tag{18}$$

The neutrino mass term has the form

$$\mathcal{L} = -(\bar{\nu}'_L)^c M \nu'_L + \text{h.c.} = -\sum_{i=1}^{2N} m_i \bar{\chi}_i \chi_i , \tag{19}$$

and

$$\nu'_L = U \chi_L, \tag{20}$$

where χ_i is a Majorana field of mass m_i and U is a $2N \times 2N$ mixing matrix.

Thus the scheme which we are proposing requires the existence of a new charged lepton in addition to the well-known τ lepton and the existence of a new neutrino type in addition to ν_τ. Obviously, in the scheme considered only oscillations among phenomenological neutrinos of the type $\nu_l \rightleftarrows \nu_{l'}$, $\bar{\nu}_l \rightleftarrows \bar{\nu}_{l'}$ are possible. However, oscillations of the type $\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$ involve a change of 2 in the lepton number. Thus, it is reasonable to expect that such oscillations are suppressed with respect to oscillations of the type $\nu_e \rightleftarrows \nu_\tau$ and/or $\nu_e \rightleftarrows \nu_\xi$ *.

3. Our proposal, in which the usual concept of flavour is taken up by two distinct charged leptons leads to the following:

(1) It requires at least one more charged lepton and one more neutrino in addition to the well-known ones e, μ, τ; ν_e, ν_μ, ν_τ. This is not excluded by cosmological evidence.

(2) It gives arguments in favour of some hierarchy of oscillation types, suppressed ones ($\nu_e \rightleftarrows \nu_\mu$?) and favoured ones ($\nu_e \rightleftarrows \nu_\tau$?). This does not contradict the few data on oscillations which are available [3,4].

(3) It is the most economical in as much as all the neutrino field components fulfill their function.

(4) In the Lagrangian, Dirac and Majorana mass terms are present on equal footing, which makes in our scheme the distinction between the Majorana and Dirac description rather meaningless.

*Similarly the decay $\tau \to e\gamma$ might have a probability quite different from $\tau \to \mu\gamma$.

(5) Clearly, the scheme proposed requires the existence of at least one pair of quarks in addition to the well known u, d, s, c, b, (t).

In conclusion, this scheme seems to us quite attractive if it turns out that in Nature there are no righthanded currents.

We would like to express our warm thanks to J.Hošek for useful discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna August 5, 1980

REFERENCES

1. *Lubimov V.A., Novikov E.G., Nozik V.Z., Tretjakov I.F., Kozik V.S.* // Preprint ITEP 62, 1980.
2. *Reines F., Sobel H.W., Pasierb E.* // Preprint Univ. of California, Irvine, 1980.
3. *Barger V., Whisnant K., Cline D., Phillips R.J.N.* // Preprint COO-881-135, 1980, COO-881-146, 1980.
4. *Washsmuth H.* // CERN-EP/79-115, 1979;
De Rujula A. et al. // Preptint TH-2788-CERN, 1979.
5. *Davis R. Jr., Evans J.C. and Cleveland B.T.* // Proc. Conf. «Neutrino-78», Purdue U.P., 1978;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Comments Nucl. Part. Phys., 1977, vol.7, p.149.
6. *Crouch M.F. et al.* // Phys. Rev., 1978, vol.D18, p.2239;
Volkova L.V., Zatsepin G.T. // Sov. J. Nucl. Phys., 1972, vol.14, p.117.
7. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1967, vol.53, p.1717.
8. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Rep., 1978, vol.41C, p.225.
9. *See, for example, Barbieri R., Nanopoulos D.V., Morchio G., Strocchi F.* // Phys. Lett., 1980, vol.90B, p.91;
Barbieri R., Ellis J., Gaillard M.K. // Phys. Lett., 1980, vol.90B, p.249.
10. *Case K.M.* // Phys. Rev., 1957, vol.107, p.307;
Ryan C., Okubo S. // Nuovo Cim. Suppl., 1964, vol.2, p.234.
11. *Bilenky S.M., Hosek J., Petcov S.T.* // Phys. Lett., 1980, vol.94B, p.495.
12. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1976, vol.61B, p.248;
Fritzsch H., Minkowski P. // Phys. Lett., 1976, 62B, p.72.
13. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493;
Pontecorvo B. // ZhETF Pis. Red., 1971, vol.13, p.281.
14. *Cabibbo N.* // Phys. Lett., 1978, vol.72B, p.333.
15. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569.
16. *Zeldovich Ya.B.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1952, vol.86, p.505;
Konopinsky E.J., Mahmoud H. // Phys. Rev., 1953, p.92, p.1045.

1982

TRULY NEUTRAL MICROOBJECTS AND OSCILLATIONS IN PARTICLE PHYSICS*

In collaboration with S.M.Bilenky

In connection with various possible types of oscillations in particle physics, the question is discussed how to distinguish in principle the microobjects represented by mass eigenstates.

At present oscillations between different states are widely discussed in particle physics. The oscillating microobjects are not described by stationary states and are mixtures of objects with definite mass. One of such phenomena (oscillations $K^0 \rightleftarrows \bar{K}^0$) was first discussed by Gell-Mann and Pais [1] and later investigated in a number of experiments. As it seems, other types of oscillations which were considered so far have not yet been observed (at least there is no certainty about their having been observed). The oscillations at issue are muonium-antimuonium [2], neutrino oscillations [3], $D^0 \rightleftarrows \bar{D}^0$ [4], $n \rightleftarrows \bar{n}$ [5], ...

If PC invariance holds, the stationary states describe truly neutral particles**. Further we shall assume that PC invariance does takes place, although this hypothesis looks unlikely in a number of cases. The point is that (small) PC violations are irrelevant from the point of view of our discussion, which is didactic in nature.

Of course the masses of microobjects discribed by stationary states are different. However, there are also other physical differences. It is just the purpose of the present note to clear up the matter about such differences. In the case of neutral kaons the question at issue is entirely clear. It is well known [7], that $K_L \cong K_2$ is heavier than $K_S \cong K_1$. The decay probabilities in various channels for K_1 and K_2 and thus their mean lives are quite different [1].

In the case of neutrino oscillations the particles with definite Majorana masses [3] ν_1, ν_2, ... also differ in their [3] physical behaviour. For example it is proper to say , that relict neutrinos are ν_1, ν_2, ... (and not the weak interaction neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ, ...). By the way, neutrinos ν_1, ν_2, ... have different probabilities of radiative decay $\nu_i \rightarrow \nu_k + \gamma$ [9], the lightest neutrino being the only stable one.

*JINR Preprint E2-82-153, Dubna, 1982; Jad. Fiz., 1982, vol.36, p.169.

**The case of Dirac neutrinos [6] is not being considered in the present note.

At present, after the original investigation of Kuzmin [5], and in connecting with Great Unification Theories, there are widely discussed [10] and planned experiments aimed to observe neutron-antineutron ($n \rightleftarrows \bar{n}$) oscillations [11]. When these are present, in vacuum and in absence of external fields, the particles with definite masses (we shall call them Majorana neutrons) are described by the states

$$n_1 \cong \frac{n+\bar{n}}{\sqrt{2}}, \quad n_2 \cong \frac{n-\bar{n}}{\sqrt{2}}. \tag{1}$$

We must not forget that we allow only a small PC violation. If such violation does take place, n_1 and n_2 will be quasi-majorana objects, the average baryon number of which is not exactly zero (the sign ~ in Eq.(1) is just referring to such a case).

Thus how is it possible to distinguish n_1 and n_2 from each other? One can say again that it is the values of their masses which do distinguish them. However such an answer is obviously right but only partial and thus does not satisfy us. There must be additional physical differences (let us say in decay probabilities of various channels). The main decay channels of n_1 and n_2 are β decays, which under PC invariance are identical and charge-symmetric.

Let us assume that, in addition to the interaction originating $n \rightleftarrows \bar{n}$ oscillations, there is also an interaction responsible for the nucleon decay ($\Delta B = 1$ $\Delta(B-L) = 0$, where B and L are the baryon and lepton numbers).

Then there will be marked differences in some (very unprobable) n_1 and n_2 decays which are due to such interaction. In order to illustrate this point let us consider the decays of Majorana neutrons in which one neutral pion and one neutrino are emitted. Since n_1, n_2 and the π^0 meson are particles of definite combined PC parity, the emitted neutrino must be a Majorana neutrino ν_M. This decay is forbidden (permitted) for the PC-even n_1 but permitted (forbidden) for the PC-odd n_2, depending upon the PC parity of the emitted Majorana neutrino. In other words either the decay $n_1 \to \pi^0 + \nu_M$ or the decay $n_2 \to \pi^0 + \nu_M$ are permitted but not both.

Let us discuss now a similar question, relating to hydrogen-antihydrogen ($e^- p \to e^+ \bar{p}$) oscillations. We shall consider first the popular decay of the proton with the emission of one positron and one neutral pion [12]: $p \to e^+ + \pi^0$.

It is clear that in second order oscillations $H \to \bar{H}$ must arise (see Fig.1).

Here the neutral microobjects $H_1 = (H + \bar{H})/\sqrt{2}$ and $H_2 = (H - \bar{H})/\sqrt{2}$ are the PC-even and PC-odd systems, correspondingly.

Of course, H_1 and H_2 have different masses. In addition H_1 and H_2 can be distinguished by the fact that, for example, the decay $H_1 \to \pi^0 + \pi^0(\pi^+ + \pi^-)$ is

permitted but the decay $H_2 \to \pi^0 + \pi^0(\pi^+ + \pi^-)$ is forbidden. A similar situation takes place in the case of oscillations $(p\mu^-) \rightleftarrows (\bar{p}\mu^+)$ (Fig.1) in the hydrogen μ atom.

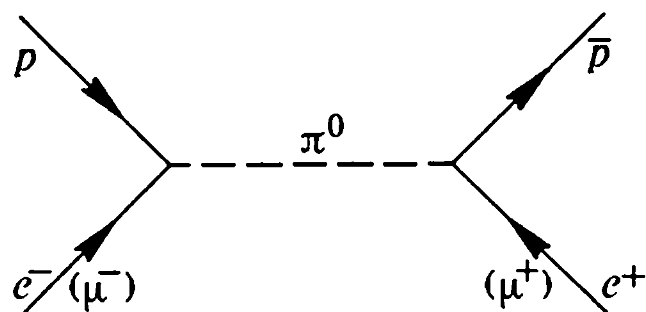


Fig.1.

If moderately small *PC* violations do take place, the differences indicated above in the H_1 and H_2 decay channels are not so striking. Such violations have also the effect that the amplitude of hydrogen-antihydrogen oscillations would not be maximum. If the *PC* violation is very strong, our argument is no more valid since the microobjects at issue are not even approximately neutral: they have no antiparticles.

The following words belong to L.Okun [13]. Possibly it would be of interest to look for oscillations of atoms into antiatoms (for example $e^-p \rightleftarrows e^+\bar{p}$), although at present one does not see any theoretical basis for such oscillations and, moreover, even if such oscillations were existing, they would be very slow because of the large atom dimensions. Here L.Okun has in mind a direct (first order) interaction, the existence of which would have very important consequences. In this case also our argument about different decay channels of diagonal microobjects H_1 and H_2 is valid.

In conclusion we would like to thank M.Baldo Ceolin, L.B.Okun and also S.S.Gerstein, M.A.Markov, B.S.Neganov, M.Khlopov for discussions.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna Febuary 25, 1982

REFERENCES

1. *Gell-Mann M., Pais A.* // Phys. Rev., 1955, vol.97, p.1387;
see also Pais A., Piccioni 0. // Phys. Rev., 1955, vol.100, p.1487;
Lande K. et al. // Phys. Rev., 1956, vol.103, p.1901;
Okun L., Pontecorvo B. // ZhETF, 1957, vol.32, p.1587;
Muller F. et al. // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.4, p.418;
Christensen J. et al. // Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.138;
Geweniger C. et al. // Phys. Lett., 1974, vol.52B, p.108.
2. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549;
Okun L., Pontecorvo B. // ZhETF, 1961, vol.41, p.989;
Feinberg G., Weinberg S. // Phys. Rev. Lett., 1961, vol.6, p.381;
Bolton P. et al. // Phys. Rev. Lett., 1981, vol.47, p.1441.
3. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1958, vol.34, p.247; 1967, vol.53, p.1717; JETP Lett., 1971, vol.13, p.199;
Gribov V., Pontecorvo B. // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493;
Bilenky S., Pontecorvo B. // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569.
4. *Gaillard M., Lee B., Rosner J.* // Rev. Mod. Phys., 1975, vol.47, p.277.

5. *Kuz'min V.* // JETP Lett., 1970, vol.12, p.335.
6. *Nakagawa M. et al.* // Progr. Theor. Phys., 1963, vol.30, p.727. For a review on oscillations of neutrinos with Dirac (and Majorana) masses and for an extended list of references see
Bilenky S., Pontecorvo B. // Phys. Rep., 1978, vol.41C, p.227;
Dandi Wu. // Phys. Rev., 1981, vol.D23, p.2038;
Wolfenstein L. // Proc. Conf. «Neutrino-81», Hawaii, 1981;
Kobzarev I. et al. // Preprint ITEP-153, M., 1981.
7. *Kobzarev I., Okun L.* // ZhETF, 1960, vol.39, p.605;
Muller F. et al., Geweniger C. et al. // See Ref.l.
8. *Bilenky S., Pontecorvo B.* // Lett. Nuovo Cim., 1980, vol.28, p.601.
9. *Petcov S.* // Yad. Fiz., 1977, vol.25, p.641.
10. *Glashow S.* // Harvard Reports, HUTP-79/A040; 79/A059;
Mohapatra R., Marshak R. // Phys. Rev. Lett., 1980, vol.44, p.1316;
Kazarnovsky N. et al. // JETP Lett., 1980, vol.32, p.88.
11. *Baldo Ceolin M.* // Proc. Conf. on Astrophys. and Elem. Part., Rome, 1980. Acad. Naz. Lincei, Rome, 1980, p.251;
Fidecaro G. // Preprint CERN-EP/81-136, Nov., 1981. In this preprint one can find an extended list of references about oscillations.
12. *Pati J., Salam A.* // Phys. Rev., 1973, vol.D8, p.1240;
Georgi H., Glashow S. // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.32, p.438;
Georgi H., Quinn H., Weinberg S. // Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.451;
See also for example: Conversi M. // Preprint CERN-EP/80-217, Geneva, 1980;
Sulak L. // 1981 Rome Workshop on Giant Underground Detectors, to be published in Gauge Theories in High Energy Physics. North-Holland Press, Amsterdam.
13. *Okun L.* // Uspekhi Fiz. Nauk, 1981, vol.134, p.3.

1984

NEUTRINOS FROM DECAYS OF INTERMEDIATE $W^{\pm}$ AND Z^{0} BOSONS*

In collaboration with S.M.Bilenky

In the present note we consider the following points: i) the $W^{\pm}$ decay (and not Z^0 decay!) origin of usual neutrino beams; ii) the possible existence of sterile neutrinos and the purely phenomenological possibility (entirely out of the framework of the standard electroweak theory) that in Z^0 decay there are channels in which sterile neutrinos are emitted; iii) oscillations of neutrinos of $W^{\pm}$-decay and Z^0-decay nature.

1. The $W^{\pm}$ Nature of Ordinary Neutrinos

Intermediate bosons $W^{\pm}$ and Z^0 have been observed for the first time in 1983 [1,2]. After such great discoveries, we may state with assurance that W and Z bosons are the only known sources of neutrinos at present**. More exactly we may state that either real or virtual W, Z bosons are responsible for all processes in which neutrinos either are generated or interact with matter.

When real W's and Z's are produced, and this happens only in extraordinary high energy collisions such as in collider experiments [1,2], the decays of (real) W's and Z's are more or less on the same foot, in the sense which will be obvious below. In processes in which neutrinos interact with matter (charged and neutral current processes) the intermediate bosons are virtual; here again W's and Z's are more or less on the same foot.

However, in relatively low energy processes in which virtual W and Z bosons are generated and decay, W's and Z's cease to be on the same foot as neutrino sources. This is so because the processes due to the emission and decay of a virtual W (β decay, π–μ decay, etc.) have no competing processes. On the contrary, processes due to emission and decay of a virtual Z (such as the neutrino radioactivity [3] — the emission of a neutrino-antineutrino pair by an excited nucleus) have overwhelming competing processes due to electromagnetic interactions at characteristic energies $<< M_Z$.

*Lett. Nuovo Cim, 1984, vol.41, p.531—535.

**Here we are not considering the possible decays of Higgs particles with emission of neutrinos, the baryon nonconserving decays of nucleons with emission of neutrinos, etc.

Thus all neutrinos with which we work in Laboratories (from β decay of fission fragments in nuclear reactors, from decays of mesons in accelerator facilities, from thermonuclear reactions in the Sun, ...) originate in processes with participation of W's. Neutrinos from decay of virtual Z's, for the reasons mentioned above, have never been investigated. Practically there are no reasonable Z sources of neutrinos, the only Z sources of neutrinos we know of being quite exotic. We are not going to talk now in detail about neutrinos from decays of *real* Z's produced in $p - \bar{p}$ [1,2] (or $e^+ - e^-$colliders) and in the hot Universe [4] at temperature $\geq M_Z$. Rather we shall briefly discuss the production of neutrinos in decays of *virtual* Z's. Because of the electromagnetic competition mentioned above it is not obvious that corresponding neutrino sources can be named. Tentatively we may think of large astrophysical objects [5], i.e., stars in some phases of their evolution. In such stars the emission through decays of virtual Z's of (very long mean free path) neutrinos will *globally* compete with the (frequent) electromagnetic processes in which photons (of very short mean free path) are emitted. This type of stars, as a source of neutrinos which one would like to detect, is of course extremely exotic but it may help to visualize thought of experiments in which neutrinos originate only from virtual Z decay. Naturally the sources of neutrinos from decay of virtual Z's (neutrino radioactivity) may coexist with sources of neutrinos from decay of virtual W's (β decay).

A final consideration. In high temperature stars neutrinos might arise through processes of annihilation of virtual [5] and real [6] positron-electron pairs. Let us remind here that to the amplitude of the processes $e^+ + e^- \to \nu_e + \bar{\nu}_e$ there are contributions from Z exchange as well as W exchange*. In principle one should not confuse this last source of neutrinos whereby interference of charged and neutral currents plays an important role with the previously discussed sources where neutrinos from Z and W coexist.

2. Neutrinos from Z Decays in Non-Standard Theories?

In view of what was said above we would like to stress here that the left-handed nature of neutrinos has been directly tested for neutrinos (electron, muon and tauon types) from decays of W's. However, it is not excluded a priori that the Z decay may include channels with the emission of right-handed (sterile) neutrinos. Of course, the existence of such channels is not possible within the framework of the very successful standard model, but from a phenomenological point of view the question at issue is not entirely meaningless.

We shall consider 3 extreme (yes or no) cases:

a) There are no sterile neutrinos in nature and Z's decay into $\nu_e - \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau - \bar{\nu}_\tau$, ... in agreement with the standard model [7].

---

*Of course the emission of $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ pairs by high temperature stars is due only to decays of virtual Z's.

b) Sterile neutrinos [8] do exist in nature, but Z's decay only into $\nu_e - \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau - \bar{\nu}_\tau$, ... in agreement with the standard model.

c) Sterile neutrinos exist in nature and are emitted in the Z decay with probabilities equal to that of other ν–$\bar{\nu}$ channels (which is a quite heretical and not attractive point of view).

We wish to discuss here how, al least in principle and under favourable circumstances, some light could be thrown on the problem of the possible existence of sterile neutrinos, by combining information from $p - \bar{p}$ and $e^+ - e^-$ colliders with information from already performed [9] and future solar neutrino experiments.

As a matter of fact, on one side the number n' of neutrino types (ν_e, ν_μ, ν_τ, ...) which are emitted in Z decay will be measured in future in collider experiments involving real Z's [10]. On the other side it is known [11] that solar neutrino experiments may give information on the lower limit of neutrinos with definite masses. We have in mind experiments in which the flux I of solar neutrinos ν_e is measured at the Earth surface. Because of the possible presence of oscillations, it may turn out that I is smaller than the flux I^0 expected in the absence of oscillations: $I = \delta I^0$, where $\delta \leq 1$. As is well known $n \geq 1/\delta$, where n is the number of neutrinos with definite masses. Similar relations can be obtained [12] in the case where information from neutrino oscillation reactor experiments is available in addition to the information from solar neutrino experiments. Suppose that $n_{\min}$ turns out to be larger than n': $n_{\min} \geq n'$. Such a result would mean that there exists some sort of neutrinos which are not emitted in Z decay. This would be, first, an indication in favour of the existence of sterile neutrinos and, second, a proof that Z bosons emit only current neutrinos, as it is usually assumed (point b). As was already mentioned, the question is not entirely devoided of meaning. As a matter of fact known data on parity violation in neutrino neutral current interactions do not exclude the purely phenomenological possibility that Z bozons emit sterile neutrinos [13], in addition to current neutrinos.

How about point c) above? The existence of sterile neutrinos in the Z decay would imply that sterile neutrinos undergo neutral current interactions. Such a circumstance. therefore, would make it possible to detect solar sterile neutrinos, the presence of which in solar neutrino oscillation experiments has been taken for a long time as a logical possibility [8] (these neutrinos would not be sterile anymore!). The discovery of the exotic situation c) mentioned above could be made directly through the contribution to neutral current interaction processes of solar sterile neutrinos of the type $\bar{\nu}_L + d \to \bar{\nu}_L + n + p$, $\bar{\nu}_L' + e \to \bar{\nu}_L + e + \ldots$ Incidentally it may be noted that an experiment is being planned [14] in which (normally active) solar neutrinos will be detected with the help of the neutrino-electron scattering process.

Situation c) might under favourable circumstances be inferred also from the comparison of direct measurements of the Z^0 width with measurements of the number of current neutrinos in the W-decay channels.

3. Oscillations of Neutrinos from *W* and *Z* Decays

In this section we shall at first assume the validity of the standard model and shall not consider sterile neutrinos. In the spirit of what was said in Sec.1, we are considering now the generation of neutrinos in decays of *virtual* intermediate W^+, W^-, Z^0 bosons, that is, the generation of neutrinos in objects examples of which are correspondingly the Sun, a nuclear reactor and, as mentioned in Sec.1, high temperature stars whereby the neutrino luminosity is much larger than the photon luminosity.

Clearly, if there is some kind of lepton mixing, neutrinos from decays of virtual W's do oscillate [15]. As for neutrinos from decays of virtual Z's, on the contrary, they do not oscillate, i.e., the composition of the neutrino beam at the place of generation happens to be equal to its composition at any distance from the source. The reason for the statement is simple. As is well known, in the standard model the probabilities of emission of various neutrino-antineutrino pairs are equal; thus at the place of generation the intensities of neutrinos of all types are the same, a situation under which clearly oscillations do not arise*.

In our terminology we call neutrinos neutral leptons having a mass, let us say, much less than electron mass. Just because of the negligible masses of neutrinos, the probabilities of decay of a Z (either virtual or real) into neutrino-antineutrino pairs are equal, so that there are no oscillations. Instead, the decay of a virtual W naturally takes place with very different probabilities into various channels because of threshold effects (for example nuclei emit electrons in β decay but cannot emit muons); thus neutrino from virtual W's may oscillate.

Let us discuss, second, the generation of neutrinos from real W's and Z's. Not only Z's decay into $\nu_e - \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau - \bar{\nu}_\tau$ pairs with equal probabilities. The decay probabilities of real W's into $e - \nu_e$, $\mu - \nu_\mu$, $\tau - \nu_\tau$ are practically equal among themselves. Thus if the question is posed about oscillations in neutrino beams from real Z's and W's, we may conclude that generally speaking, sources of real Z's and W's generate neutrino beams which do not oscillate.

Let us notice that neutrinos from *real* W's (but not Z's) may oscillate under the following circumstance. Suppose that there exists one (or ≥ 1) charged lepton H, so heavy that the decay $W \rightarrow H + \nu_H$ is not possible (or has a probability much less than the probability of other lepton channels in the W decay). Clearly ν_H, which at generation is not present (or is produced with small intensity) may then appear as a result of oscillations.

We shall mention now the possibility of existence of sterile neutrinos. In this case neutrinos from decays of real W's will oscillate. This is so because at generation there

*As a matter of fact let neutrinos of all types have at generation an equal intensity I. The intensity of neutrinos at any distance from the place of generation of a given type ν_l is the product of I by the sum of probabilities of the transition to ν_l from all neutrino states (including ν_l !). The sum is obviously equal to one, that is, the intensity of ν_l is equal to I.

are present practically equal quantities of active ν_e, ν_μ, ν_τ, ..., but not of sterile neutrinos. A similar situation will hold in the case of neutrinos from decays of virtual as well as real Z 's: these neutrinos in the presence of sterile neutrinos will oscillate in case b) mentioned above (sterile neutrinos do exist but are not emitted in Z decay). In the very exotic case c) (sterile neutrinos are emitted in Z decay) there will be no oscillations.

Let us stress again that all sources of neutrinos from Z decay we have been discussing are exotic indeed and consequently our considerations have been rather academic in character. Nevertheless such sources can be thought of and therefore the main conclusion of this section — that in absence of sterile particles neutrinos from Z decay do not oscillate*, whereas neutrinos from the decay of virtual W 's do oscillate — is physical in character and, in our opinion, is instructive.

4. Conclusions

1. Practically all facts we know about neutrinos are based on experiments in which the neutrinos to be investigated arise from decays of (virtual) W intermediate bosons. Z bosons do not play any role as sources of «usual» neutrinos.

2. If there exist sterile neutrinos, the «heretical» question about the possibility of their «normal weak» interaction with Z is open from a phenomenological point of view. Solar neutrino experiments and experiments with colliders may help to get some information on this matter.

3. Only neutrinos from decays of virtual W 's do oscillate, neutrinos from decays of virtual and real Z 's and from decays of real W 's do not oscillate (the statement holding if there are no sterile neutrinos).

We are glad to thank C.Rubbia for his interest in the problem.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna July 19, 1984

REFERENCES

1. *UA1 Collab., Arnison G. et al.* // Phys. Lett., 1983, vol.122B, p.103;
   UA2 Collab., Banner G. et al. // Phys. Lett., 1983, vol.122B, p.476.
2. *UA1 Collab., Arnison G. et al.* // Phys. Lett., 1983, vol.126B, p.398;
   UA2 Collab., Bagnaia P. et al. // Phys. Lett., 1983, vol.129B, p.130.
3. *Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1962, vol.1, p.287;
4. *See for example, Dolgov A.D., Zel'dovich Yu.B.* // Rev. Mod. Phys., 1981, vol.53, p.1.
5. *Pontecorvo B.* // Ref. 3 and ZhETF, 1959, vol.36, p.615;
   Bahcall J., Trieman S., Lee A. // Phys. Lett., 1974, vol.52B, p.275.
6. *Chiu H., Morrison P.* // Phys. Rev. Lett., 1960, vol.5, p.573;

*We can visualize «not oscillating» neutrinos as neutrinos described by stationary states, i.e., as a not coherent mixture of neutrinos with definite masses ν_1, ν_2, ν_3, ... The analogy with the neutral kaon case is obvious.

Nadyozhin D. // Proc. of the ν'77 Int. Conf. Baksan Valley, M.: Nauka, 1978, p.85;
Gershtein S. — Ibid., p.106;
For a review see, for example, *Freedman D., Scharamm D., Tubbs D.*// Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, vol.27, p.167.
7. *Glashow S.* // Nucl. Phys., 1961, vol.22, p.579;
Weinberg S. // Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264;
Salam A. // Proc. of the 8th Nobel Symp., Stockholm, Almquist and Wiksell, 1968, p.367.
8. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569;
Kobzarev I.Yu. et al. // Yad. Fiz., 1980, 32, p.1590;
Barger V. et al. // Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.691;
Bilenky S.M., Hosek J., Petcov S. // Phys. Lett., 1980, vol.94B, p.495.
9. *Davis R., Evans J.C., Cleveland B.T.* // Proc. of the ν'78, Int. Conf. Purdue, 1978, p.53;
Bahcall S.N. // Rev. Mod. Phys., 1978, vol.50, p.881;
Rowlet J.E. et al. // BNL preprint 27/90, 1980.
10. *Camilleri L. et al.* // CERN Report 76-18, 1976;
Ha E., Okada J. // Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.287;
Barbiellini G. et al. // Phys. Lett., 1981, vol.106B., p.414;
See also Proc. Cornell Z^0 Theory Workshop /Ed. M.E.Peskin and S.M.Tye, CLNS, 1981, vol.81, p.485.
11. *Pontecorvo B.* // ZhETF Pis. Red., 1971, vol.13, p.281;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Ref. 8.
12. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Nuovo Cim., 1984, vol.40, p.161.
13. *Fritzsch M., Minkowsky P.* // Nucl. Phys., 1976, vol.B103, p.61;
Bilenky S.M., Petcov S. // JINR, E2-10809, Dubna, 1977.
14. *Cline D., Rubbia C.* // Int. Colloquium on Matter Nonconservation ICOMAN 83, January 17—21, 1983.
15. See for example, *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Phys. Rep., 1978, vol.41, p.226.

REACTOR EXPERIMENTS AND SOLAR-NEUTRINO PROBLEM*

In collaboration with S.M.Bilenky

The question about the maximum decrease of the detectable solar-neutrino flux, related to neutrino oscillations, is discussed for the case when reactor (or accelerator) experiments indicate the presence of small-amplitude oscillations.

Finite neutrino masses and neutrino oscillations have been hypothesized for a long time, and various types of related experiments have been proposed [1]. These are performed now at accelerator [2—7] and reactor [6—8] facilities and also with the help of cosmic atmospheric [9] and solar neutrinos [10]. Yet, the situation is by no means clear.

The ITEP recent result [11] that the antineutrino mass is larger than 20 eV is extremely important. It must be confirmed, of course, as any experiment of such a significance should be, and, as a matter of fact, experiments on the ^{3}H decay are being performed by various groups [12].

Oscillation experiments can be successful if the oscillation lengths are adequate, that is, if they are smaller of or comparable with the distance between the neutrino source and the neutrino detector. This condition being fulfilled, there is a big difference between reactor (and accelerator) experiments, where even a small oscillation amplitude may be revealed, and solar-neutrino experiments, where a relatively large amplitude of oscillations is detectable.

Below we will discuss a type of situation in support of which there are some hints:

i) The mass of electron antineutrinos is about 30 eV [11]: as is well known, a value of the neutrino mass of such an order is very desirable from a cosmological and an astrophysical point of view [13].

ii) The detectable flux of solar electron neutrinos ($I_{\nu_e} = (1.8 \pm 0.3)$ SNU) is significantly smaller than that expected under the hypothesis that no oscillations take place [10] ($I^0_{\nu_e} = (7.6 \pm 3.3)$ SNU); this implies [14] that $|m_i^2 - m_k^2| \geq 10^{-12}$ eV^2 (m_i and m_k are the mass of the corresponding neutrino mass eigenstates).

iii) There might exist [8] oscillations of reactor antineutrino intensity with one period, corresponding to $\Delta m^2 = 1$ eV^2 and with a small amplitude (≈ 0.1). By the way in Ref.6 among the possible solutions with oscillations there is one solution given in terms of $\Delta m^2 = 0.6$ eV^2 and $\sin^2 2\theta = 0.1$, where $\sin^2 2\theta$ is the amplitude.

*Lett. Nuovo Cim., 1984, vol.40, p.161—164.

Now the above points are in principle well reconcilable from a phenomenological point of view. Of course, we do not imply that our arguments below support points i), ii), iii). We simply consider a situation which may arise in future experiments.

From point i) at the present stage of the experiments it is not possible to draw any conclusion on oscillations and their amplitudes. Point ii) would indicate large oscillation amplitudes.

At distances typical of reactor neutrino oscillation experiments point iii) has the only effect of changing slightly the intensity of electron antineutrinos.

We may imagine a scenario in which there is a group of $n-1$ neutrino masses $m_1 < m_2 < ... < m_{n-1}$ very close to each other and around, let us say, 30 eV and one mass such that $|m_n^2 - m_1^2| = 1\ \mathrm{eV}^2$. We assume that the masses $m_1\ m_2, ..., m_{n-1}$ are so close that no oscillation lengths connected with their mass differences will appear, which are adequate in reactor (or accelerator) experiments. Under these conditions the intensity of reactor antineutrinos $I_{\nu_e}(E, R)$ with energy E at the distance R from the reactor is given by the following expression, well appropriated for point iii):

$$I_{\bar{\nu}_e}(E, R) = \left[1 - 2|U_{en}|^2 (1 - |U_{en}|^2)\left(1 - \cos\frac{(m_n^2 - m_1^2)R}{2E}\right)\right] I^0_{\bar{\nu}_e}(E, R). \tag{1}$$

Here $I^0_{\bar{\nu}_e}(E, R)$ is the intensity of $\bar{\nu}_e$ expected in the absence of oscillations, the neutrino mixing being given by the standard expression

$$n_{lL} = \sum_{i=1}^{n} U_{li}\, \nu_{iL}\,, \tag{2}$$

where ν_i, is the neutrino (either Dirac or Majorana) field of mass m_i, U is a unitary mixing matrix.

Let us note that relation (2) refers to the case in which sterile neutrino states are absent as well as to the case in which such states are present. Of course, in the first case the number of massive neutrinos n, is equal to the number of charged leptons, whereas in the second case it may be twice as large [15].

We consider now solar neutrinos and put the question: how the usual picture of solar-neutrino oscillations [1,14] would be modified by the circumstance that one period of oscillations with a small amplitude has been observed in reactor (or other artificial neutrino) experiments. In the discussion of the solar-neutrino experiments, one is usually considering the maximum decrease of the detectable neutrino intensity with respect to the intensity expected in the absence of oscillations.

It is then assumed that all the oscillation lengths are more than adequate (all cosinusoidal terms disappearing on averaging) and the mixing is maximum. The maximum mixing corresponds to equal values of the moduli of the matrix elements of the matrix U. We have

$$I_{\nu_e} = \delta I^0_{\nu_e}, \tag{3}$$

where I_{ν_e}, and $I^0_{\nu_e}$, are the solar-neutrino fluxes detectable and expected in the absence of oscillations and

$$\delta = \sum_{i=1}^{n} |U_{ei}|^4. \tag{4}$$

For maximum mixing, as is well known [14,15], the value of δ is equal to

$$\delta_{\min} = \frac{1}{n}. \tag{5}$$

In the case we are interested in when we know $|U_{en}|^2$ from reactor experiments, the maximum intensity decrease corresponds to

$$\delta_{\min} = \frac{(1 - |U_{en}|^2)^2}{n-1} + |U_{en}|^4. \tag{6}$$

If $|U_{en}|^2 << 1$, we have

$$\delta_{\min} = \frac{1}{n-1}, \tag{7}$$

as is to be expected. What do Eqs. (6) and (7) mean from a practical point of view? Suppose we have three types of weak-interacting neutrinos and no sterile states. The maximum decrease of the neutrino solar flux to be expected in this case is two and not three (as would be expected according to (5)). If there are oscillations to sterile states, the mass eigenstates are six Majorana neutrinos (15) and the maximum decrease is now five (instead of six). Clearly the interest in further solar-neutrino experiments (Ga–Ge, ...) would certainly not decrease if reactor (or accelerator) experiments demonstrate the existence of low-amplitude neutrino oscillations.

Few further remarks are appropriate.

1) The full body of other information on the problem at issue also does not contradict the above picture. As a matter of fact, in addition to the papers which give hints for points i), ii) and iii), we have in mind the limits on the oscillation parameters obtained in Refs. 2, 7 and the limits on the probabilities on neutrinoless double-β-decay [16].

2) In principle, the close masses $m_1, m_2, ..., m_{n-1}$ might be placed not only at the 30 eV ITEP mass value, but at smaller values (including zero). If they were crowded around 30 eV, the mass difference $|m_n - m_1|$ would be only about 10^{-2} eV. If the masses $m_1, m_2, ..., m_{n-1}$ were closed to zero, then $|m_n - m_1| \simeq 1$ eV.

3) If one oscillation corresponding to a definite value of Δm^2 and a small amplitude were observed in reactor experiments, our scenario would make it probable that in accelerator oscillation experiments one would see the same value of Δm^2 but not necessary the same amplitude.

4) The present note is not meant to be an argument in favour of the above points i), ii) and iii). It is rather a way of thinking about solar-neutrino investigations which would be appropriate, should some reactor (or accelerator) experiments indicate the presence of a small-amplitude oscillation. As far as maximum-amplitude oscillations of very large lengths are concerned, conditions for their existence based on plausible symmetry requirements have been discussed in Ref.17.

5) It is easy to extend our consideration on solar-neutrino experiments to the more general case when it is known that in reactor (or accelerator) experiments more than one small-amplitude oscillation has been observed; for example, in the case of two small-amplitude oscillations the maximum decrease of detectable solar-neutrino intensity corresponds to $\delta_{\min} \simeq 1/(n-2)$. Under the assumption that in solar-neutrino experiments only maximum-amplitude oscillations can be revealed, this would mean that, for example if $n = 3$, solar-neutrino oscillations are detectable only if there exist sterile states.

We would like to thank warmly V. Khovansky for useful discussions of the latest reactor data.

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna April 28, 1984

REFERENCES

1. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1957, vol.33, p.549; 1958, vol.34, p.247;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Phys. Rep., 1978, vol.41, p.226.
2. *Dydak F. et al.* // Preprint CERN-EP/83-152, 1983.
3. *Khovansky V.* // Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, July 1988, p.792.
4. *Harber C. et al.* // Proc. Int. Europhysics Con. on High Energy Physics, Brighton, July 1988, p.395.
5. *Belikov S.V. et al.* // Preprint IHEP 83-175, 1983.
6. *Vuilleumier S. L.* // Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, July 1988, p.400;
Mossbauer R.L. // Proc. Conf. «Neutrino-82», Budapest, 1982, vol.1, p.1.
7. *Aphonin A.I. et al.* // ZhETF Pis. Red., 1983, vol.38, p.36.
8. *Covaignac I.F. et al.* // Talk given at the Moriond Workshop on Finite Neutrino Masses and Oscillations, Rencontre de Moriond, Les Arcs, France, February 1984.
9. *Boliev M.M. et al.* // Yad. Fiz., 1981, vol.34, p.1418.
10. *Davis R.* // Proc. Brookhaven Solar-Neutrino Conf., BNL, 50879, 1978, vol.1, p.1;
Bahcall S. N. // Rev. Mod. Phys., 1978, vol.50, p.881;
Rowley J.E. et al. // BNL preprint 27/90, 1980.
Davis R. // Priroda (Moscow), 1983, vol.8, p.70.
11. *Boris S. et al.* // Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, July 1988, p.386.
12. Proc. Conf. on Neutrino Mass and Gauge Structure of Weak Interactions, Telemark, 1982; N.Y., 1983;
Lobashov V.M., Spivak R.P. // Preprint of the Institute for Nuclear Research of the Academy of Sciences of the USSR, 1983, 11-0102.

13. *Zel'dovich Ya.B., Khlopov M.Yu.* // Uspekhi Fiz. Nauk, 1981, vol.135, p.45.
14. *Pontecorvo B.* // ZhETF, 1967, vol.53, p.1717; Proc. of the XV Int. Conf. on High-Energy Physics, Naukova Dumka, Kiev, 1972, p. 643;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Comments Nucl. Part. Phys., 1977, vol.7, p.149.
15. *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* // Lett. Nuovo Cim., 1976, vol.17, p.569;
Schechter J., Valle J.P. // Phys. Rev., 1980, vol.D22, p.2860;
Barger V., Langacker. P., Leveille J. P., Pakvasa S. // Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.691;
Kobzarev I.Yu., Martem'yanov B.V., Okun L.B., Shchepkin M.G. // Yad. Fiz., 1980, vol.32, p.1590.
16. *Bellotti E.* // Proc. Conf. «Neutrino-82», Budapest, 1982, vol.1, p.216.
17. *Gribov V., Pontecorvo B.* // Phys. Lett., 1969, vol.28B, p.493;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Yad. Fiz., 1983, vol.87, p.653;
Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Lett. Nuovo Cim., 1983, vol.37, p.467.

Copyrights

- Бруно Понтекорво и нейтрино
  © С.М.Биленький, 1997
- "Прямое" рождение нейтрино и очарованные частицы
  © Издательство "Наука",
  "Журнал экспериментальной и теоретической физики", 1975
- Аналогия между лептонами и кварками и мюонный заряд
  © Издательство "Наука", "Ядерная физика", 1976
- Поиск радиоактивных сверхплотных ядер
  © Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 1976
- Oscillations in neutrino beams: Status and possibilities of observation
  © Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 1976
- Lepton charges and lepton mixing
  © Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 1978
- Lepton mixing and the "solar neutrino puzzle"
  © Gordon and Breach Science Publishers Ltd, 1977
- Truly neutral microobjects and oscillations in particle physics
  © Издательство "Наука", "Ядерная физика", 1982
- Статьи из журнала "Physics Review"
  © The American Physical Society
- Статьи из журнала "Physics Letters"
  © Elsevier Science—NL,
  Sara Burgerhartstraat 25, 1055 KV Amsterdam, The Netherlands
- Статьи из журнала "Nature"
  © Macmillan Magazines Ltd

We are extremely grateful to American Physical Society, Elsevier Science Publishing House, Macmillan Magazines Ltd, authors of common works with B.Pontecorvo, as well as to other organisations and persons who gave us the permission to use their materials in this book.

While every effort has been made to contact the publishers of reprinted papers prior to publication we have not been successful in some cases. Whether we could not contact the publishers we have acknowledged the source of the material. Proper credit will be accorded to these publishers in future of this work after permission granted.

С.М.Биленький, Т.Д.Блохинцева, И.Г.Покровская, М.Г.Сапожников

СОДЕРЖАНИЕ

От редакторов 5

Бруно Понтекорво и нейтрино (*С.М.Биленький*) 6

1934

Влияние водородсодержащих веществ на радиоактивность, наведенную нейтронами. I (*Совместно с Э.Амальди, Э.Ферми, Ф.Разетти, Э.Сегре*) 13

Влияние водородсодержащих веществ на радиоактивность, наведенную нейтронами. II (*Совместно с Э.Ферми, Ф.Разетти*) 15

1938

Isomeric Forms of Radio Rhodium 17

Nuclear Isomerism and Internal Conversion 20

1939

Recent Experimental Results in Nuclear Isomerism 22

1941

Neutron Well Logging. A New Geological Method Based on Nuclear Physics . . 27

1946

Inverse β Process 31

1947

Nuclear Capture of Mesons and the Meson Decay 37

1948

The Absorption of Charged Particles from the 2.2-Microsecond Meson Decay (*In collaboration with E.P.Hincks*) 39

Fluctuations of Ionization and Low Energy Beta Spectra (*In collaboration with D.H.W.Kirkwood, G.C.Hanna*) 43

The Neutrino and the Recoil of Nuclei in Beta Disintegrations 46

Search for Gamma Radiation in the 2.2-Microsecond Meson Decay Process (*In collaboration with E.P.Hincks*) 57

1949

High Multiplication Proportional Counters for Energy Measurements (*In collaboration with G.C.Hanna, D.H.W.Kirkwood*) 60

The β Spectrum of ^3H (*In collaboration with G.C.Hanna*) 63

1950

On the Absence of Photons Among the Decay Products of the 2.2-Microsecond Meson (*In collaboration with E.P.Hincks*) 66

On the Disintegration Products of the 2.2-Microsecond Meson (*In collaboration with E.P.Hincks*) 82
Recent Developments in Proportional Counter Technique 118

1955

О возможности образования Λ^0-частиц протонами с энергией до 700 МэВ (*Совместно с М.П.Баландиным, Б.Д.Балашовым, В.А.Жуковым, Г.И.Селивановым*) 135
Образование π^0-мезонов на водороде и дейтерии нейтронами с энергией 400 МэВ (*Совместно с Г.И.Селивановым*) 145
Полные сечения взаимодействия отрицательных π-мезонов с водородом в интервале энергий от 140 до 400 МэВ (*Совместно с А.Е.Игнатенко, А.И.Мухиным, Е.Б.Озеровым*) 149

1956

Одномезонная и безмезонная аннигиляции антинуклонов 153
Рассеяние π^+-мезонов на водороде. II. Обсуждение и интерпретация результатов (*Совместно с А.И.Мухиным*) 155

1957

Некоторые замечания о медленных процессах превращения элементарных частиц (*Совместно с Л.Б.Окунем*) 168
Мезоний и антимезоний 172
Inverse β Processes and Nonconservation of Lepton Charge 175

1958

Энергетическая зависимость асимметрии в μ^+–e^+-распаде (*Совместно с А.И.Мухиным, Е.Б.Озеровым*) 178

1959

Универсальное взаимодействие Ферми и астрофизика 188
Электронные и мюонные нейтрино 191

1960

Безрадиационные переходы в тяжелых μ-мезоатомах (*Совместно с М.Я.Балацем, Л.Н.Кондратьевым, Л.Г.Ландсбергом, П.И.Лебедевым, Ю.В.Обуховым*) . 200
О постановке опытов при помощи пучков нейтрино мезонной природы . . . 205
On the Intermediate Boson in Weak Interactions (*In collaboration with R.M.Ryndin*) 207

1961

Нейтрино и плотность материи во Вселенной (*Совместно с Я.А.Смородинским*) 209
Наблюдение реакции $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$ (*Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым*) 215

1962

Search for Anomalous Scattering of Muon Neutrinos by Nucleons 221

The Small Probability of the Processes $\mu - e + \gamma$, $\mu - e + e + e$ and Neutral Currents in Weak Interactions 225

1963

Измерение вероятности реакции $\mu^- + {}^3He \to {}^3H + \nu$. Окончательные результаты (*Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, И.В.Фаломкиным, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым*) . . . 229
Измерение полной вероятности захвата мюонов в ^3He (*Совместно с О.А.Займидорогой, М.М.Кулюкиным, Р.М.Суляевым, И.В.Фаломкиным, А.И.Филипповым, В.М.Цупко-Ситниковым, Ю.А.Щербаковым*) 231
Нейтрино и его роль в астрофизике 236
Несохранение четности и макроскопическое вращение (*Совместно с И.Ю.Кобзаревым*) 258

1965

Возникновение мезоатомов при распаде тяжелых гиперядер (*Совместно с С.С.Герштейном*) 263

1966

Четырехлептонные распады π- и K-мезонов и возможные аномальные взаимодействия лептонов (*Совместно с Л.Б.Окунем, К.Руббиа*) 268

1967

Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда 275

1968

Superweak Interactions and Double Beta Decay 285

1969

Neutrino Astronomy and Lepton Charge (*In collaboration with V.Gribov*) 289

1970

On the ν–ν Interaction (*In collaboration with D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky*) 295
On the $\bar{\nu}_e + e \to \bar{\nu}_e + e$ Process (*In collaboration with D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky*) . 301
Search for New Stable Particles 306

1972

On the Possible Existence of Hadron Isomers 312

1974

Нарушение CP-инвариантности и странность горячей Вселенной 316

1975

«Прямое» рождение нейтрино и очарованные частицы 323
On the Possible Violation of CP Invariance in the Decays of Charmed Particles (*In collaboration with L.B.Okun, V.I.Zakharov*) 328
Quark-Lepton Analogy and Neutrino Oscillations (*In collaboration with S.M.Bilenky*) 331

1976

Аналогия между лептонами и кварками и мюонный заряд (*Совместно с С.М.Биленьким*) . . . 335
Поиск радиоактивных сверхплотных ядер (*Совместно с А.В.Куликовым*) . . . 342
Again on Neutrino Oscillations (*In collaboration with S.M.Bilenky*) . . . 347
Oscillations in Neutrino Beams: Status and Possibilities of Observation (*In collaboration with S.M.Bilenky*) . . . 353

1977

Lepton Charges and Lepton Mixing . . . 362
Lepton Mixing and the «Solar Neutrino Puzzle» (*In collaboration with S.M.Bilenky*) 378
Lepton Mixing, $\mu - e + \gamma$ Decay and Neutrino Oscillations (*In collaboration with S.M.Bilenky, S.T.Petcov*) . . . 382

1979

Tagging Direct Neutrinos. A First Step to Neutrino Tagging . . . 388

1980

Majorana and Dirac Masses, Neutrino Oscillations and the Number of Charged Leptons (*In collaboration with S.M.Bilenky*) . . . 390

1982

Truly Neutral Microobjects and Oscillations in Particle Physics (*In collaboration with S.M.Bilenky*) . . . 396

1984

Neutrinos from Decays of Intermediate $W^{\pm}$ and Z^{0} Bosons (*In collaboration with S.M.Bilenky*) . . . 400
Reactor Experiments and Solar-Neutrino Problem (*In collaboration with S.M.Bilenky*) 406

Научное издание

ПОНТЕКОРВО БРУНО

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ.
Том I. НАУЧНЫЕ СТАТЬИ
Серия «Классики науки»

Оригинал макет подготовлен в издательском отделе
Объединенного института ядерных исследований.
Редакторы *Э.В.Ивашкевич, Е.В.Калинникова.*
Компьютерная верстка *И.Г.Андреевой, Е.М.Граменицкой*

Использованы фотографии семьи Б.Понтекорво,
архива ОИЯИ, П.И.Зольникова, Ю.А.Туманова.
Монтаж фотоблоков *Ю.А.Туманова*

Ответственный редактор *Л.И.Гладнева*
Компьютерная графика и оформление *М.В.Ивановского*

ИБ № 41854
ЛР № 020297 от 23.06.97.
Подписано в печать 10.11.97. Формат 70×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 31,48.
Уч.-изд. л. 34,63. Тираж 1000 экз. Заказ 2711. С—040.

Издательская фирма
«Физико-математическая литература» РАН
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Отпечатано в Московской типографии № 2 РАН
121099 Москва Г-99, Шубинский пер, 6



Бруно Понтекорво



Б.Понтекорво, В.А.Никитин. 1964 г.



Слева направо: Б.Понтекорво, Б.И.Замолодчиков, Ф.Жолио-Кюри, Б.М.Головин, В.П.Джелепов. Дубна, 1958 г.



Б.Понтекорво, А.А.Логунов (слева). 1982 г.



Б.Понтекорво, А.Б.Мигдал (справа). 1964 г.



Б.Понтекорво, С.С.Герштейн (слева) на строительстве Баксанской нейтринной лаборатории. 1974 г.



Б.Понтекорво, Л.Б.Окунь (слева). 70-е годы



Б.Понтекорво, Н.Н.Боголюбов (слева). 70-е годы



Б.Понтекорво, У.Амальди (справа) на заседании
ученого совета ОИЯИ. Дубна, 1991 г.



Тост. Б.Понтекорво, Х.Христов (справа).
На переднем плане Н.Н.Боголюбов. 1968 г.



Слева направо: Б.Понтекорво, В.П.Джелепов, В.Вайскопф.
Дубна, 1964 г.



Б.Понтекорво, А.И.Алиханян (слева). 1967 г.



Б.Понтекорво, Дж.Сальвини (справа).
Дубна, конец 80-х годов



Б.Понтекорво, Л.Штейнбергер (слева). Швейцария, 1990 г.



Справа налево: Б.Понтекорво, Дж.Бернардини, Р.Риччи.
Италия, 80-е годы



1970 г.



1970 г.



1976 г.



1983 г.



1983 г.



1983 г.



Б.Понтекорво, С.М.Биленький (справа) в рабочем кабинете.
Дубна, 1983 г.

БРУНО ПОНТЕКОРВО
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ
I

